UNIVERSITÉ DE PARIS

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS VI

pour obtenir

le Titre de Docteur Ingénieur

Spécialité : Physique des Solides

par

Paul LOMBARD

SUJET : EFFET DE CHAMP SUR LE TELLURE MONOCRISTALLIN

Soutenue le : 18 DEC. 1971 devant la Commission d'Examen

: Président

: Examinateur

: Examinateur

1971 - 07

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS VI

pour obtenir

le Titre de Docteur Ingénieur
Spécialité : Physique des Solides

par

Paul LOMBARD

SUJET : EFFET DE CHAMP SUR LE TELLURE MONOCRISTALLIN

Soutenue le : devant la Commission d'Examen

: Président
: Examinateur
: Examinateur

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

J'exprime ma gratitude à Monsieur le Professeur Y. ROCARD, qui m'a permis d'effectuer cette étude au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, à Monsieur J.C. THUILLIER, qui m'a constamment fait bénéficier de son expérience et de son aide amicale durant ce travail, ainsi qu'à Monsieur J.M. THUILLIER, Directeur de Recherches au C.N.R.S., qui a bien voulu m'accueillir dans le Groupe de Physique des Solides.

Je tiens à remercier tous mes camarades du Laboratoire, et en particulier les techniciens, M. BUSSON, M. JOVENIAUX, A. LAUNAY et M. MENANT sans la compétence desquels une grande partie de ce travail n'aurait pu être menée à bien ; je remercie également Madame Novo, qui s'est chargée de dactylographier le texte.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543511_0024

INTRODUCTION

Par l'information qu'il apporte sur les phénomènes de transport en surface, l'effet de champ est devenu un outil efficace dans l'étude de la structure électronique des semiconducteurs.

Nous avons pensé obtenir des renseignements intéressants par l'observation de l'effet de champ dans le Tellure à basse température. Dans ces conditions, il s'agit en effet d'un matériau toujours de type p, indépendamment du dopage. La théorie montre cependant que l'application d'un champ électrique suffisamment intense à la surface permet d'y créer, sous certaines conditions, une "couche d'inversion" de type n, dans laquelle la contribution des porteurs minoritaires aux phénomènes de conduction est dominante. Dans le cas du Tellure, il devient ainsi possible d'étudier les propriétés de la bande de conduction aux basses températures.

La réalisation de dispositifs à effet de champ sur Tellure n'est pas récente (1 , 2). Néanmoins, les travaux précédents ont été menés sur des couches minces évaporées, ce qui implique une structure polycristalline de l'échantillon. Nous avons étendu cette méthode d'étude aux monocristaux, obtenant ainsi des résultats originaux (3 , 4).

Le champ électrique est appliqué à travers un diélectrique au cristal de Tellure rendu partie intégrante d'une structure métal-oxyde-semiconducteur (M.O.S.) ou métal-isolant-semiconducteur (M.I.S.) ; l'implantation d'une structure à jonction s'est révélée impossible après quelques essais infructueux (5).

L'oxyde nécessaire à la réalisation du premier type d'échantillons a été obtenu par oxydation anodique dans un bain de pyridine hydratée ;

dans le second cas, nous avons retenu comme diélectrique, après de nombreux essais, du film mince de polyester. Le succès dans la mise en œuvre de l'un ou l'autre procédé est lié à la préparation d'une surface cristalline rigoureusement propre.

Les monocristaux de Tellure utilisés ont été mis en forme et polis par une combinaison de méthodes d'usinage mécanique et chimique que nous avons spécialement développées. Il semble que les échantillons que nous avons construits conservent une bonne qualité cristalline tout en présentant une faible épaisseur et une excellente résistance à des manipulations répétées.

La mise au point de la fabrication de ces dispositifs à effet de champ a donc exigé un long travail technologique.

Au cours de notre exposé, nous traiterons d'abord théoriquement l'influence d'un champ électrique externe sur la conductivité à la surface d'un semiconducteur, sous condition de non-dégénérescence, hypothèse qui s'est trouvée respectée dans notre étude expérimentale.

Nous examinerons ensuite en détail la technique de fabrication des échantillons, en expliquant le choix des méthodes de travail ; cette étude est suivie d'une description des différentes techniques de mesure permettant l'observation quantitative de l'effet de champ, des différences sensibles existant selon que l'on met en oeuvre des structures M.O.S. ou M.I.S.

Nous terminons notre exposé par la présentation et la discussion de nos résultats expérimentaux.

A 77°K, nous avons pu observer tous les effets prévus par la théorie. Cependant, il s'est avéré que l'ensemble des phénomènes est contrôlé par les propriétés de l'interface semiconducteur-diélectrique.

Nous avons constaté l'existence d'une très forte densité d'états de surface à l'interface Tellure-oxyde électrolytique ; ces états présentent un spectre de temps de relaxation fort étendu, de quelques fractions de millisecondes à plusieurs jours. Il en résulte une atténuation importante de l'influence des porteurs minoritaires ; en particulier, l'inversion peut être complètement masquée. Toutefois, on observe toujours une variation appréciable de la conductance et de la capacité de barrière en régime d'accumulation et d'appauvrissement. Ces variations présentent une importante hystérésis due aux états de surface très lents.

Par contre, la densité d'états de surface est beaucoup plus faible dans le cas des structures M.I.S. Les phénomènes d'hystérésis en régime quasi-statique sont inexistants sur ce type d'échantillon, et surtout, l'examen des variations de la conductance met en évidence la possibilité d'une inversion franche. Mais étant donné l'épaisseur relativement importante de l'isolant, ces dispositifs ne se prêtent pas à l'étude de la capacité de barrière.

A 4,2°K, les excursions de tension requises pour observer les structures M.I.S. sont suffisamment élevées pour provoquer des claquages de l'isolant avant que l'on n'atteigne le domaine d'inversion. Néanmoins nous avons toujours pu vérifier l'existence de l'effet de champ. De telles difficultés ne surgissent pas avec les structures M.O.S., mais l'influence des états de surface demeure prépondérante, et en dépit des très forts champs appliqués - de l'ordre de 1,5 MV/cm - on n'observe au mieux qu'une faible inversion.

Au cours de ce travail, nous avons donc pu nous assurer qu'il était possible de réaliser des dispositifs à effet de champ sur des monocristaux de Tellure suivant différentes technologies. Nous avons montré

que l'on peut obtenir l'inversion de la surface de ce semiconducteur toujours de type p aux basses températures ; ceci ouvre des perspectives intéressantes pour l'étude des phénomènes de transport dans la bande de conduction, notamment par l'observation des effets galvanomagnétiques et magnéto-optiques sur une surface de Tellure en régime d'inversion.(6).

THEORIE DE L'EFFET DE CHAMP

Introduction

Dans ce chapitre, nous rappellerons brièvement les étapes qui, historiquement, ont conduit à l'utilisation de l'effet du champ. Nous verrons qu'il existe, sous certaines conditions, une charge d'espace à la surface d'un semiconducteur et qu'il est possible de la faire varier sous l'influence d'un champ électrique. De cette variation découle une modulation de la conductivité du semiconducteur, qui est mesurable expérimentalement et qui constitue l'effet de champ. Nous étudierons ensuite sur un plan théorique les principales propriétés de la charge d'espace, en nous aidant cependant de quelques hypothèses simplificatrices, en supposant notamment des conditions de quasi-équilibre et la non-dégénérescence du semiconducteur. Pour terminer, nous exposerons les limitations de ces hypothèses et nous examinerons au moins qualitativement les effets dynamiq

L'étude des propriétés des surfaces semiconductrices présente un intérêt pratique considérable, du fait que l'état de la surface contrôle de manière non négligeable les performances des dispositifs à semiconducteurs. Bien plus, la surface peut souvent constituer elle-même la partie active du dispositif, comme c'est le cas pour les transistors à effet de champ et certains transistors en films minces ou certaines diodes à capacité variable.

Le caractère évident de la surface est qu'elle limite l'extension du cristal semiconducteur, et qu'en son voisinage celui-ci cesse d'être descriptible comme une structure périodique et infinie. Il en résulte une déformation du potentiel électrostatique du réseau, par rapport à celui donné par le schéma de bandes habituel. Dès 1930, TAMM (7) et SHOCKLEY (8) montrent que la surface constitue ainsi un défaut cristallin géant dont l'effet est d'introduire une forte densité d'états électroniques supplémentaires situés dans la bande interdite (de l'ordre d'un état par atome en surface). De même, la surface est réactive chimiquement, et du fait qu'elle est en contact avec le milieu ambiant, il viendra s'y déposer par chimisorption et

par adsorption une couche de matériaux parasites, dont le plus fréquent est l'oxyde naturel du semiconducteur. La présence de ces atomes étrangers va modifier localement le potentiel auquel sont soumis les porteurs, et crée ainsi des états de surface.

Lorsque ces états se chargent en piégeant les porteurs libres présents dans le semiconducteur, il se forme à la surface de celui-ci une charge d'espace non compensée, qui détermine l'apparition d'une barrière de potentiel.

Expérimentalement, ceci fut mis en évidence lors des premiers travaux sur les jonctions n-p et métal-semiconducteur, quand il apparut que le pouvoir redresseur n'était que faiblement corrélé à la différence des énergies d'extraction de chacun des composants. BARDEEN (9) montra alors que le phénomène était contrôlé par la barrière de potentiel existant à la surface des semiconducteurs.

A cause de la faible densité de porteurs libres (typiquement 10^{14} à $10^{15} cm^{-3}$ pour le Tellure à 77°K), la charge d'espace s'étend assez profondément dans un semiconducteur, sur une distance de l'ordre de 0,1 à 1 µm. Ceci peut constituer une proportion appréciable d'un échantillon encore techniquement manipulable ; il est donc tout à fait possible d'observer, en fonction des conditions régnant en surface, les perturbations apportées aux propriétés électriques du cristal telles que la conductivité et la concentration de porteurs. Les valeurs de ces paramètres étant connues pour l'échantillon pris dans son ensemble, on peut déduire par différence les valeurs caractérisant la région de charge d'espace.

Il est évidemment possible d'induire une charge d'espace dans un semiconducteur en le soumettant à un champ électrique. C'est la technique de l'effet de champ, grâce à laquelle SHOCKLEY et PEARSON analysèrent en 1948 (10) les états de la surface du Germanium, de l'oxyde de Cuivre et du Silicium.

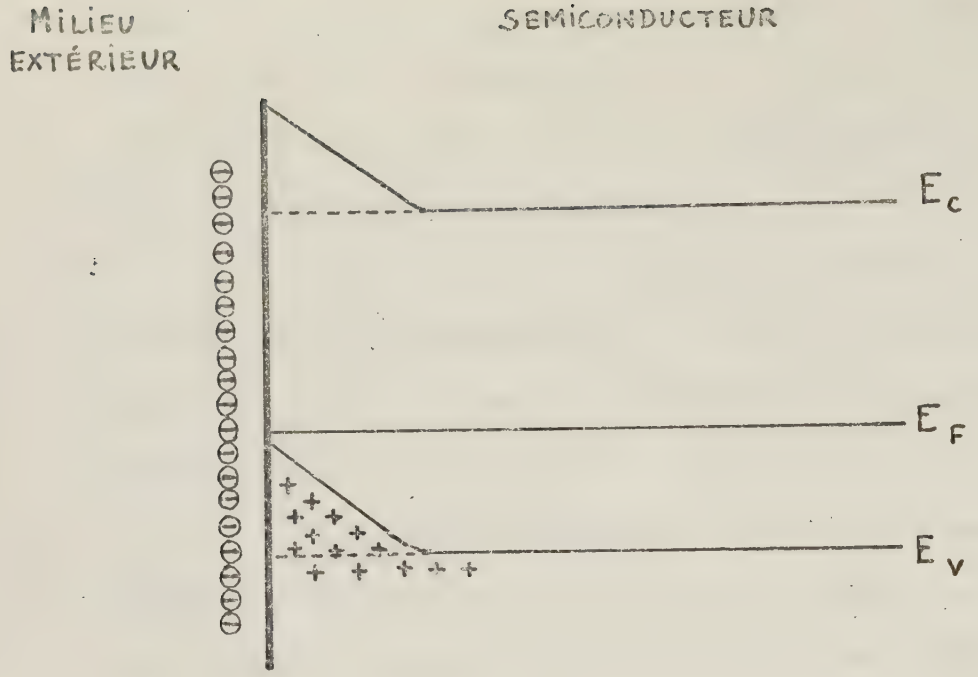


Fig. 1 - Charge d'espace positive induite par des états de surface de type accepteur

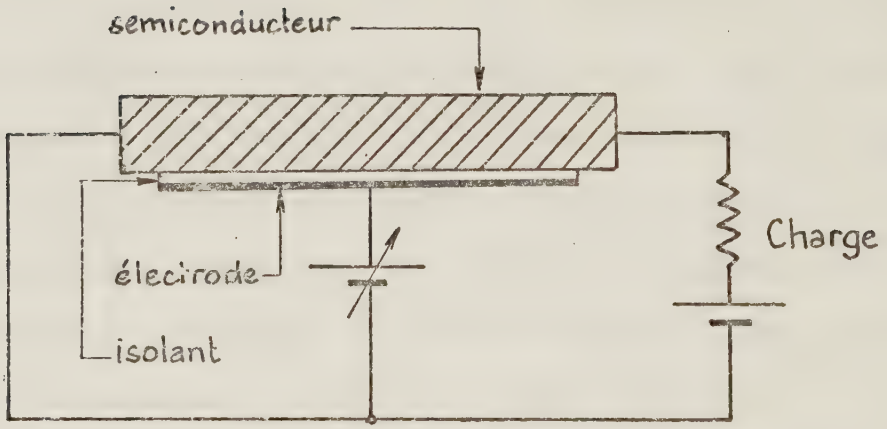


Fig. 2 - Le montage de Shockley & Pearson

Pour appliquer le champ, on utilise la surface semiconductrice à étudier comme armature d'un condensateur plan, la seconde armature étant constituée par une électrode métallique (Fig.2).

A la mise sous tension, il apparaît sur les surfaces en regard des deux plaques des charges d'espace de signe opposé. La mesure de la capacité de la structure permet alors d'évaluer en fonction du champ électrique, le nombre de porteurs du semiconducteur impliqués dans la formation de la charge d'espace. En particulier, la concentration de porteurs libres est changée près de la surface, et il en résulte une variation de la conductivité, ce qui constitue l'effet de champ proprement dit. Ce montage met ainsi directement en évidence la propriété des semiconducteurs d'être des solides à concentration variable de charges libres.

Historiquement, l'effet de champ dans les semiconducteurs fut cité dès 1935 par LIANDRAT dans ses conférences au Collège de France. A peu près à la même époque les brevets de HEIL (11) et LILIENFELD (12) mentionnent la possibilité de moduler la conductance d'un film semiconducteur par un champ appliqué capacitivement, mais sans en donner l'explication théorique. La première expérience d'effet de champ sur Tellure fut réalisée par AIGRAIN, LAGRENAUDIE et LIANDRAT (1) en 1952. En 1964, P.K. WEIMER a proposé un transistor à effet de champ utilisant un film mince de Tellure évaporé. L'étude de la mobilité des porteurs majoritaires dans les films de Tellure évaporés a été abordée par S.K. GHOSH (13). Pour obtenir de forts champs électriques, MONTGOMERY a utilisé comme diélectrique du titanate de strontium, $SrTiO_3$ (14). GONCHAROV, MAL'NEV et PRIMACHENKO obtiennent une dépendance en température de la charge d'espace en remplaçant le diélectrique par un cristal ferroélectrique (15). Si l'effet de champ a ainsi connu une très large utilisation en tant que méthode d'étude des surface semiconductrices, il a aussi donné lieu à des applications pratiques

importantes comme la construction de transistors unipolaires[16].

Les recherches entreprises ont attiré très tôt l'attention sur le rôle important que peuvent jouer les porteurs minoritaires dans les phénomènes de surface. En particulier, si le potentiel appliqué sur une structure à effet de champ permet d'infléchir suffisamment vers le niveau de Fermi la bande des porteurs minoritaires, ceux-ci apparaissent dans la région de charge d'espace en concentration égale ou supérieure à celle des porteurs majoritaires. On dit alors qu'on opère en "régime d'inversion", où la contribution en surface des porteurs minoritaires aux propriétés électriques sera dominante. La création d'une couche d'inversion rend ainsi accessibles à l'expérience les phénomènes de transport dans la bande des porteurs minoritaires. Ceci présente un intérêt capital dans le cas du Tellure, qui aux basses températures est toujours de type p, indépendamment du procédé de préparation.

Rappels et définitions

Ayant montré l'existence d'une charge d'espace près de la surface d'un semiconducteur, et en ayant discuté les origines physiques, nous allons décrire quantitativement les propriétés du cristal dans cette région.

Nous précisons ici les notions auxquelles nous ferons appel et les notations que nous utilisons.

Les symboles de la Figure 3 ont la signification suivante :

E_F - niveau de Fermi

E_I - niveau intrinsèque

E_G - largeur de la bande interdite

E_C - bas de la bande de conduction

E_V - haut de la bande de valence

n et p désignent respectivement les concentrations en électrons et en trous, et N_c et N_v les densités effectives d'états dans les bandes de conduction et de valence.

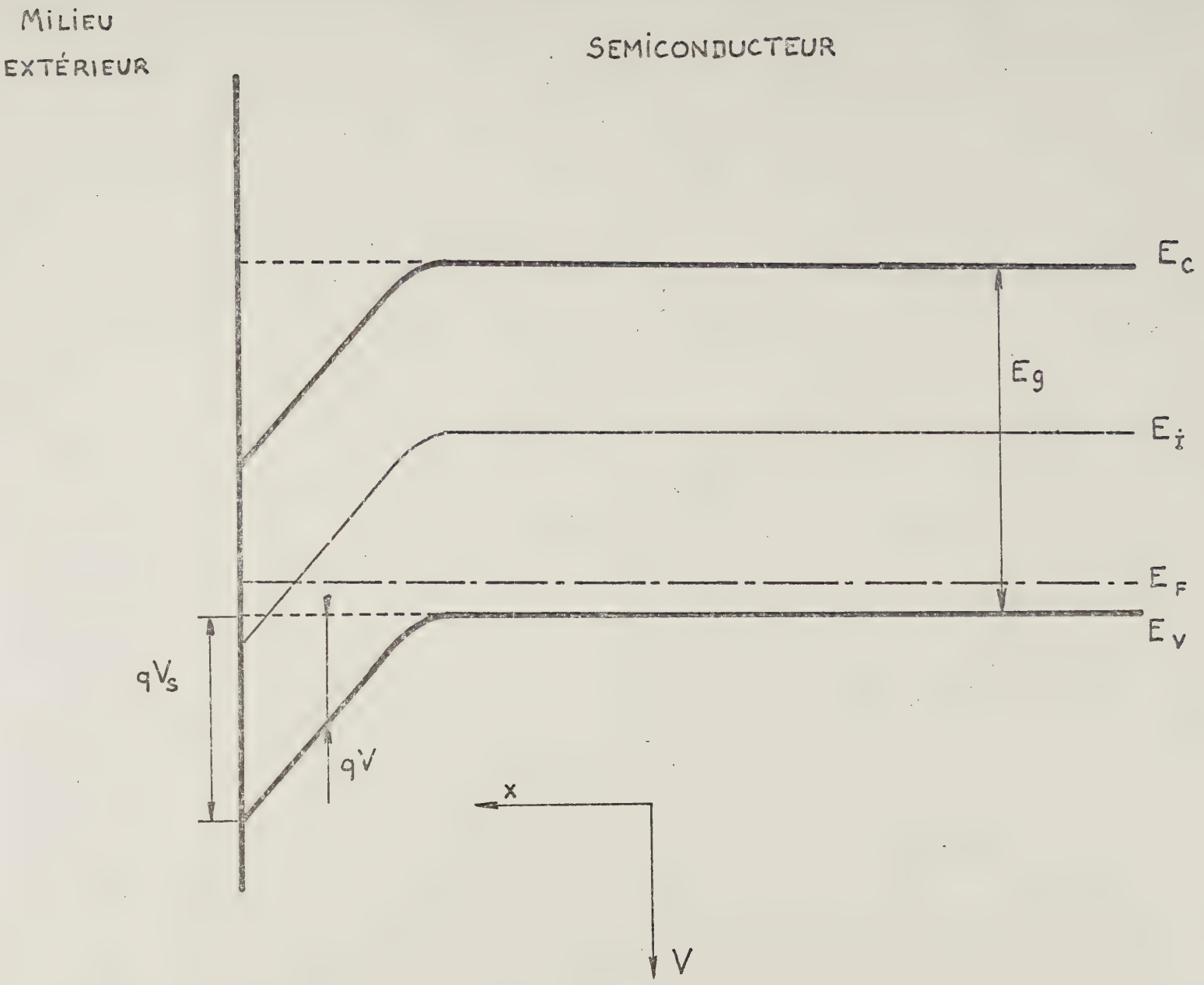
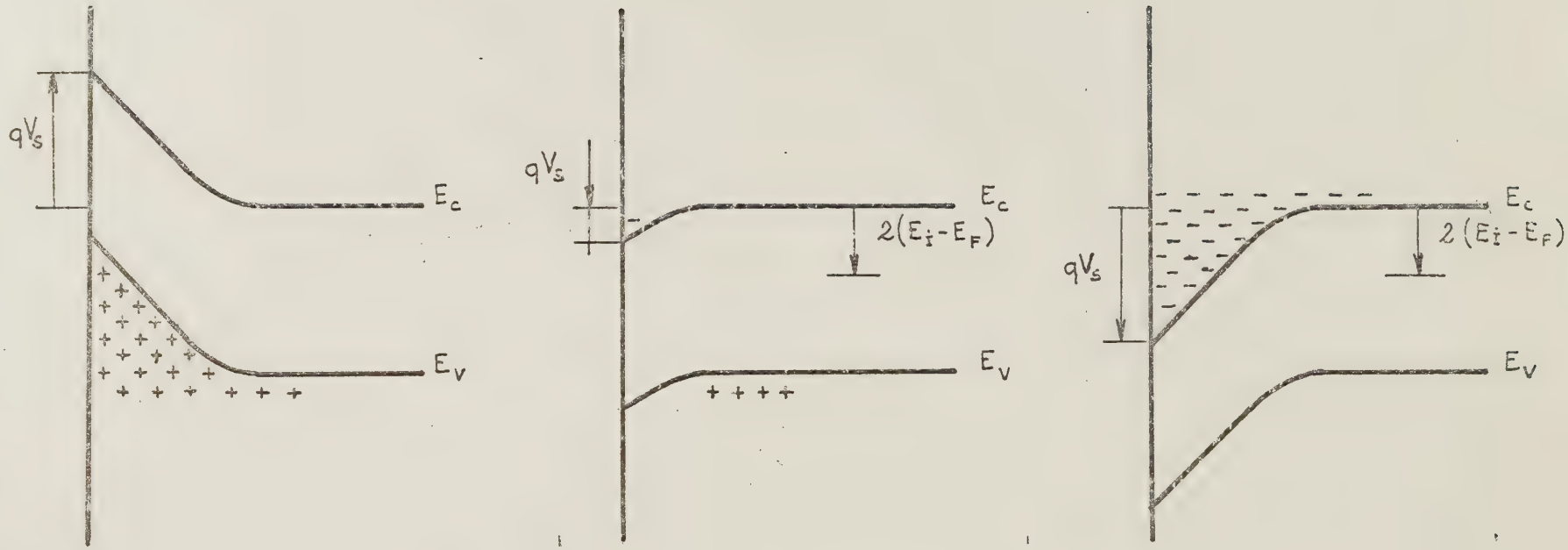


Figure 3 -



Accumulation

Appauvrissement

Inversion

Figure 4 -

On a évidemment :

$$E_G = E_C - E_V$$

et $$E_I \simeq \frac{1}{2}(E_C + E_V)$$

En règle générale, nous supposerons le matériau non-dégénéré, c'est-à-dire que :

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$

et $$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right)$$

Une modification du potentiel de bandes est associée à la charge d'espace ; en chaque point, nous appellerons V l'écart de potentiel ainsi déterminé ; selon la convention adoptée pour les semiconducteurs de type p, comme le Tellure, nous compterons V positivement vers la bande de valence.

La concentration locale s'exprime alors en un point où le potentiel est V par :

$n\, e^{qv/kT}$ pour les électrons

et $p\, e^{-qV/kT}$ pour les trous

Le volume du cristal est caractérisé par V = 0. En surface, V atteint une valeur V_S, appelée hauteur de barrière. On définit la "condition de bandes plates" par $V_S = 0$, c'est-à-dire lorsque le potentiel de bandes n'est pas déformé au voisinage de la surface.

Si $V_S < 0$, (Fig.4) les bandes sont courbées vers la bande de conduction ; la concentration de trous est augmentée près de la surface, et l'on qualifie la charge d'espace de couche d'accumulation. Si $V_S > 0$, on distingue deux régions :

- dans une zone où V est petit (typiquement $0 < qV < 2 \mid E_I - E_F \mid$) la concentration de trous est plus faible que dans l'ensemble du cristal, tout en restant supérieure à celle des électrons. On est dans une région d'appauvrissement.

- dans une zone où $qV > 2|E_I - E_F|$, la densité des électrons (porteurs minoritaires) est telle que leur contribution l'emporte sur celle des trous dans les phénomènes électriques. On est dans une région d'inversion.

Naturellement, si $qV_S < 2|E_I - E_F|$, la région d'appauvrissement s'étend jusqu'à la surface sans qu'il existe de couche d'inversion.

Par la suite, nous utiliserons fréquemment des énergies et des potentiels sans dimension, que nous noterons par de petites lettres ; par example :

$$v = qV/kT$$

$$e_F = E_F/kT$$

etc...

Chaque fois que nous ferons intervenir explicitement une distance, celle-ci sera comptée normalement à la surface et positivement vers l'extérieur du cristal.*

Egalement, toutes les expressions littérales seront établies dans un système d'unités rationalisé.

Calcul de la charge d'espace

Appelons Q_B la charge d'espace, par unité de surface de l'échantillon, associée à une hauteur de barrière V_S.

L'équation de Poisson nous permet de relier, en chaque point de la région de charge d'espace, le potentiel V et l'excès de densité volumique de charge $\rho = \rho(V)$ qui lui est associé :

$$\nabla^2 V = - q\rho/\varepsilon$$

en posant $\varepsilon = K\varepsilon_o$, où K est la constante diélectrique du Tellure.

D'autre part, le champ électrique, et donc le potentiel, sont liés à Q_B par le théorème de Gauss : $- \nabla V = Q_B/\varepsilon$

---

* Les charges électriques et les capacités seront toujours calculées par unité de surface du semiconducteur, sauf si nous précisons une convention différente.

On peut ainsi intégrer l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{q\rho}{\varepsilon}$$

$$\Rightarrow 2\,\frac{dV}{dx}\,\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{2q}{\varepsilon}\,\rho\,\frac{dV}{dx}$$

$$\Rightarrow \frac{d}{dx}\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = -\frac{2q}{\varepsilon}\,\rho\,\frac{dV}{dx}$$

on en déduit :

$$Q_B^2 = \varepsilon^2\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = -2\varepsilon q\int_o^{V_S}\rho(V)\,dV$$

Passant aux unités réduites, nous obtenons :

$$\int_o^{V_S}\rho(V)\,dV = \frac{kT}{q}\int_o^{V_S}\rho(v)\,dv$$

or $\rho(v) = p(e^{-v}-1) - n\,(e^{+v}-1)$

l'intégration est immédiate et donne :

$$Q_B^2 = 2\varepsilon kT\ I$$

en posant : $I = p(e^{-v_s} - 1 + v_s) + n(e^{+v_s} - 1 - v_s)$

Alors :

$$\boxed{|\,Q_B\,| = (2\varepsilon kT\ I)^{\frac{1}{2}}}$$

et on fixe le signe de Q_B de telle manière que $Q_B v_s < 0$.

En condition de bandes presques plates, un développement limite donne :

$$Q_B^2 = \varepsilon kT\,(n+p)\,v_s^2 + o(v_s^2)$$

ce qui montre que la charge d'espace s'établit pour les valeurs faibles à peu près linéairement en fonction de la hauteur de barrière.

En accumulation ou en inversion prononcées, Q_B croît exponentiellement en fonction de V_S, ce qui n'est pas surprenant puisque la charge d'espace est alors contrôlée par un seul type de porteurs. Néanmoins, on atteint assez vite ainsi le seuil de dégénérescence, où les approximations que nous avons faites ne sont plus acceptables.

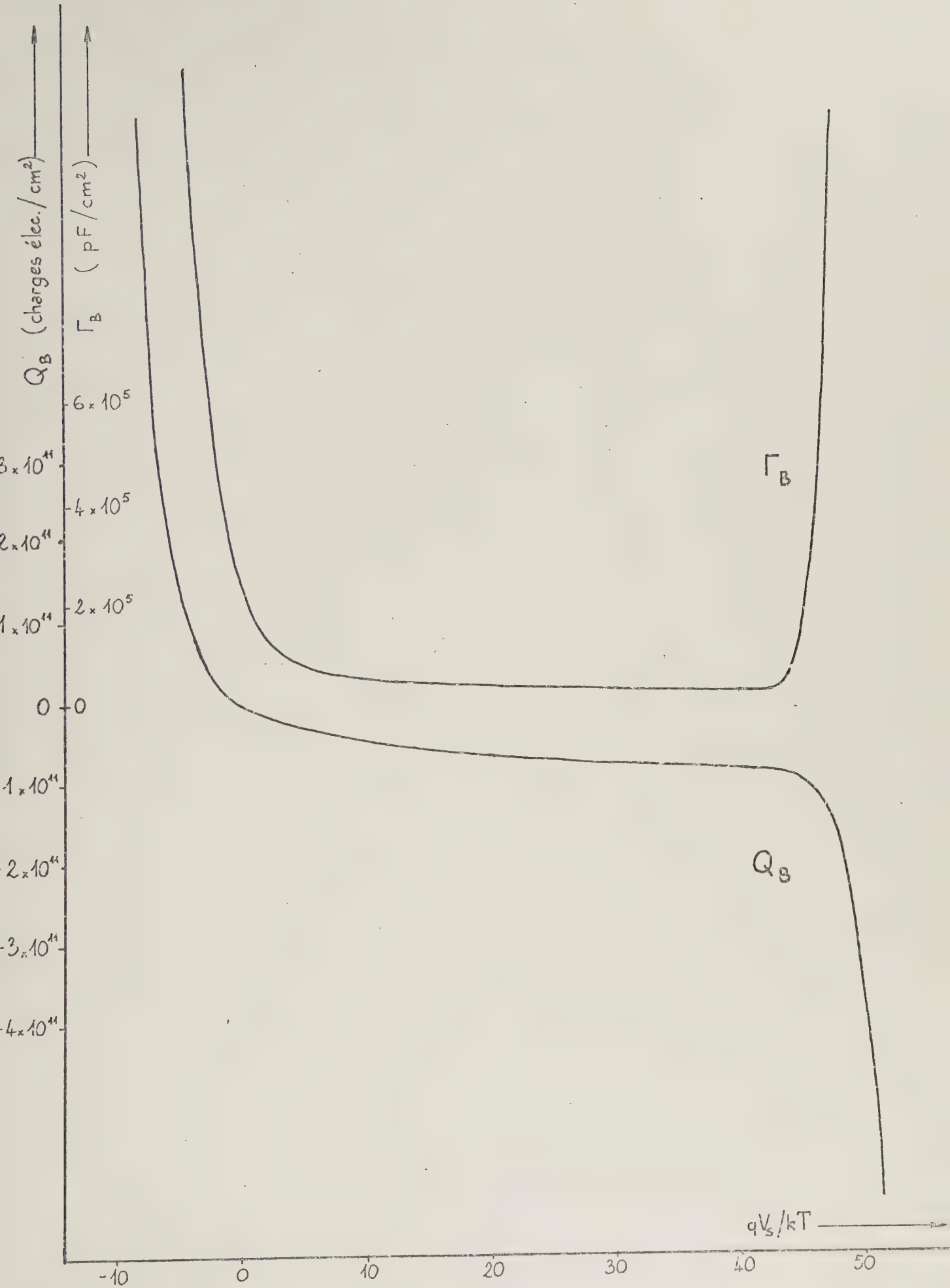
Calcul de la capacité de charge d'espace

La charge d'espace Q_B n'est pas accessible directement aux mesures expérimentales. Par contre la quantité :

$$\Gamma_B = \left| \frac{dQ_B}{dV_S} \right|$$

a les dimensions d'une capacité et peut s'obtenir aisément par la mesure de l'admittance entre métal et semiconducteur. Une interprétation simple du comportement de Γ_B est la suivante : lorsqu'un type de porteurs peut s'accumuler à la surface (régime d'accumulation, ou à fréquence suffisamment basse, régime d'inversion), la capacité mesurée sur une structure à effet de champ est pratiquement celle que l'on obtiendrait en substituant au semiconducteur une plaque métallique ; au contraire, en régime d'appauvrissement (ou à haute fréquence en inversion) les porteurs sont très peu nombreux près de la surface, ce qui augmente "l'épaisseur apparente" du diélectrique et diminue ainsi la capacité.

Le comportement en régime d'inversion varie selon que la fréquence du signal de mesure est inférieure ou non à celle à laquelle les électrons sont amenés dans la couche d'inversion par génération thermique et par diffusion. Dans le premier cas seulement, les porteurs minoritaires pourront suivre les variations de V_S et contribuer à la capacité différentielle dQ_B/dV_S .


Q_B (charges élec./cm²)
Γ_B (pF/cm²)
6 × 10⁵
4 × 10⁵
2 × 10⁵
0
3 × 10¹¹
2 × 10¹¹
1 × 10¹¹
0
1 × 10¹¹
2 × 10¹¹
3 × 10¹¹
4 × 10¹¹
Γ_B
Q_B
qV_s/kT
-10
0
10
20
30
40
50

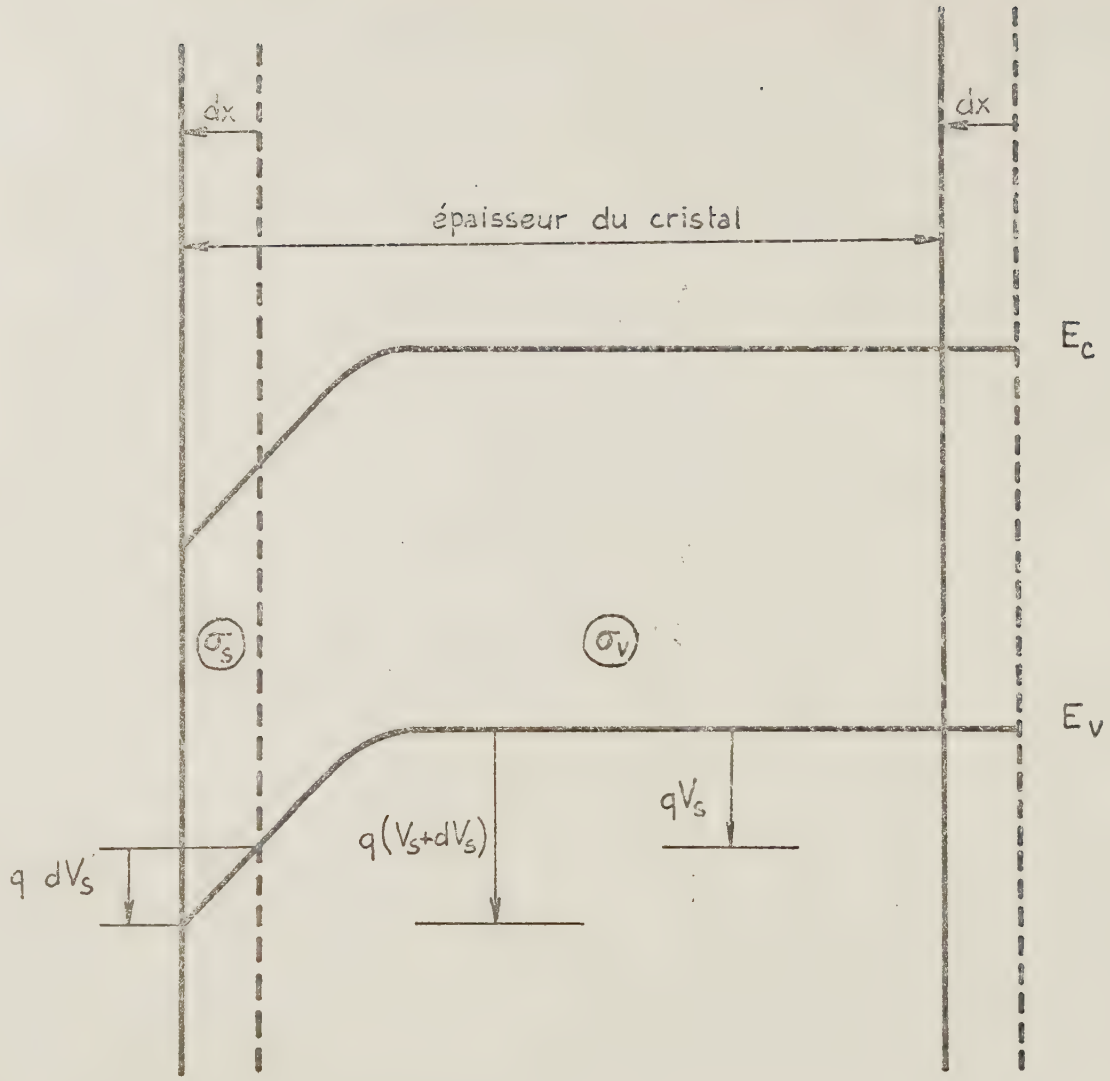

dx
dx
épaisseur du cristal
E_c
σ_s
σ_v
E_v
$q\,dV_s$
$q(V_s+dV_s)$
qV_s

Figure 6_

Reprenant la définition de Γ_B , nous pouvons écrire :

$$\Gamma_B = q/kT \mid d/dv_s \; Q_B \mid$$

soit, au signe près :

$$(2\varepsilon kT)^{-\frac{1}{2}} \; d/dv_s \; (I)^{\frac{1}{2}}$$

Comme

$$d/dv_s \; (I)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \; (I)^{-\frac{1}{2}} \; dI/dv_s$$

avec $$(I)^{\frac{1}{2}} = (2\varepsilon kT)^{\frac{1}{2}} \; Q_B^{-1}$$

et $$dI/dv_s = n(e^{v_s} - 1) - p(e^{-v_s} - 1)$$

on a :

$$\boxed{\Gamma_B = \mid \varepsilon q (Q_B)^{-1} \left[n(e^{v_s} - 1) - p(e^{-v_s} - 1) \right] \mid}$$

Calcul de la conductance différentielle dans la région de charge d'espace

Nous nous proposons d'obtenir une expression quantitative du changement de conductance dG provoqué par un accroissement dV_S de la hauteur de barrière.

On remarque qu'au cours des calculs précédents, la dépendance du potentiel en fonction de la distance n'est pas explicitée, et seules sont précisées les conditions aux limites : $V = V_S$ en surface et $V = 0$ dans le volume du cristal. Il est donc mathématiquement équivalent de faire subir à la hauteur de barrière un accroissement dV_S ou bien de déplacer l'ensemble de la barrière d'une distance $- dx = - \left(\frac{dV}{dx} \right)^{-1}_{V=V_S}$ (voir Fig.6).

Dans ces conditions :

$$dG(V_S) = (\sigma_s - \sigma_v) \; W/L \;\; dx$$

où σ_s et σ_v désignent les conductivités en surface et en volume, tandis que W et L désignent respectivement la largeur et la longueur de la surface soumise au champ électrique.

Nous admettons pour l'instant que les conductivités ne varient que par l'intermédiaire des concentrations locales de porteurs : autrement dit nous supposons que, pour chaque type de porteurs, la mobilité en surface est égale à la mobilité en volume. Par conséquent :

$$dG(V_S) = q(\mu_p \Delta p + \mu_n \Delta n)\ W/L\ dx$$

en appelant Δp et Δn les excès (algébriques) des concentrations de porteurs dans la charge d'espace.

Soit encore :

$$dG(V_S) = \left[\mu_p\ p(e^{-V_S} - 1) + \mu_n\ n(e^{+V_S} - 1)\right] q\ W/L\ dx$$

or $$dx = \left(\frac{dV}{dx}\right)^{-1}_{V=V_S} dV_S = -\varepsilon/Q_B\ dV_S$$

On en déduit :

$$\boxed{dG/dV_S = -\left[\mu_p\ p(e^{-V_S} - 1) + \mu_n\ n(e^{+V_S} - 1)\right] \varepsilon q/Q_B\ W/L}$$

Nous avons calculé cette fonction numériquement et nous avons présenté ses variations sur la Figure 7.

Par intégration, on peut obtenir $G(V_S)$, conductance de l'échantillon :

$$G(V_S) = \int dG/dV_S\ dV_S + C^{te}$$

la constante est liée à la conductance de volume du cristal, qui se trouve en parallèle avec la conductance de la région de charge d'espace. De toute évidence, ce paramètre n'est pas significatif dans l'interprétation de l'effet de champ et nous le négligerons souvent par la suite.

En passant du régime d'accumulation à un appauvrissement marqué, on observe une diminution de la conductance : la surface cesse progressivement de contribuer à la conduction puisque la concentration de porteurs

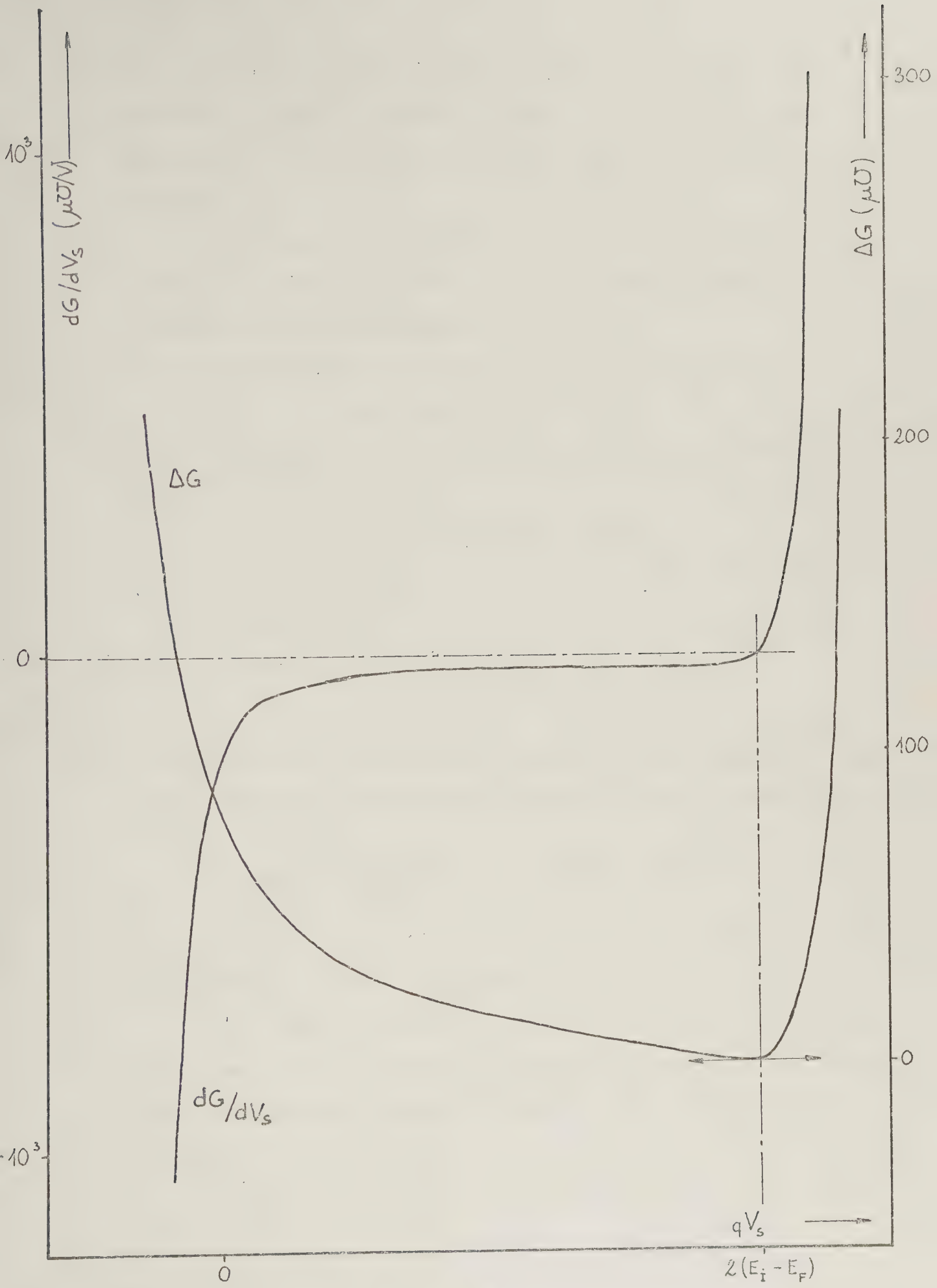


Figure 7 -

y est réduite de plusieurs ordres de grandeur. Au contraire, lorsqu'on entre dans le domaine d'inversion des porteurs minoritaires libres apparaissent en surface, et la conductance augmente avec la hauteur de barrière.

Ces deux effets se compensent au point où la contribution des électrons est égale à celle des trous, ce qui permet de prévoir analytiquement un minimum de la conductance.

Cette condition s'écrit :

$$\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p = 0$$

En posant $x = e^{-v_{sm}}$ où v_{sm} est la hauteur de barrière associée, on a :

$$\mu_p\, p(x-1) + \mu_n\, n\left(\frac{1}{x} - 1\right) = 0$$

d'où
$$\left| \begin{array}{l} x = 1 \\ x = n\,\mu_n / p\,\mu_p \end{array} \right.$$

La première solution est triviale et correspond à la condition de bandes plates. On vérifie aisément qu'en ce point, en levant l'indétermination :

$$dG/dV_S \sim - \frac{(n\mu_n - p\mu_p)}{(n+p)^{\frac{1}{2}}} \quad \frac{W}{L} \left(\frac{\varepsilon q^2}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} \neq 0$$

et $G(V_S)$ ne passe pas par un minimum.

La deuxième solution $qn\mu_n / qp\mu_p = e^{-v_{sm}}$ exprime que, selon la statistique de Maxwell-Boltzmann, la perte de conductivité due à l'appauvrissement en trous est exactement compensée par l'enrichissement en électrons.

Comme $$n/p = \frac{N_c}{N_v} \exp - (e_G - 2e_F)$$

et que $$e_I = \frac{1}{2} e_G - \frac{1}{2} \text{Log} \frac{N_c}{N_v}$$

on obtient le résultat classique :

$$\boxed{v_{sm} = 2(e_I - e_F) - \text{Log } \mu_n/\mu_p}$$

Nous avons indiqué sur la Figure 7 les variations $\Delta G(V_s)$ de la conductance, obtenues par intégration de dG/dV_s et en prenant $\Delta G(V_{sm}) = 0$.

Relation entre potentiel appliqué à une structure à effet de champ et hauteur de barrière, en l'absence d'états de surface.

Du fait que dans une expérience d'effet de champ la hauteur de barrière est modifiée par un champ appliqué capacitivement, nous devons tenir compte de la chute de potentiel à travers le diélectrique.

Appelons V_o cette chute de potentiel ; la tension entre l'électrode métallique et le semiconducteur est donc :

$$V_g = V_s + V_o$$

On définit alors C_o comme la capacité géométrique de la structure, c'est-à-dire celle qu'on obtiendrait en remplaçant le semiconducteur par un métal. Si Q_g est la charge sur l'électrode métallique :

$$V_g = V_s + Q_g/C_o$$

et comme l'équilibre électrique exige en l'absence d'états de surface que $Q_g = - Q_B$, on obtient :

$$\boxed{V_g = V_s - Q_B/C_o}$$

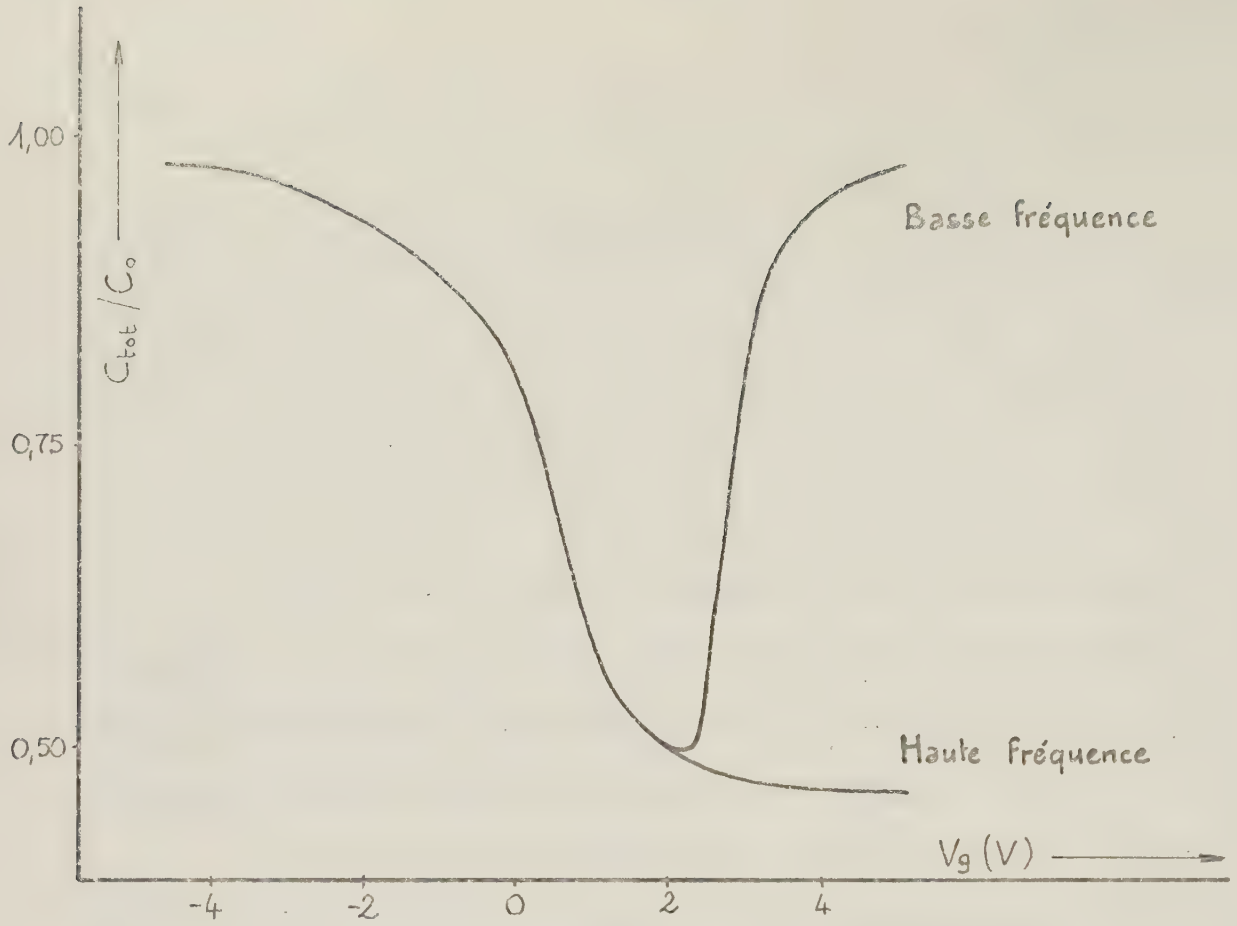


Figure 8 .

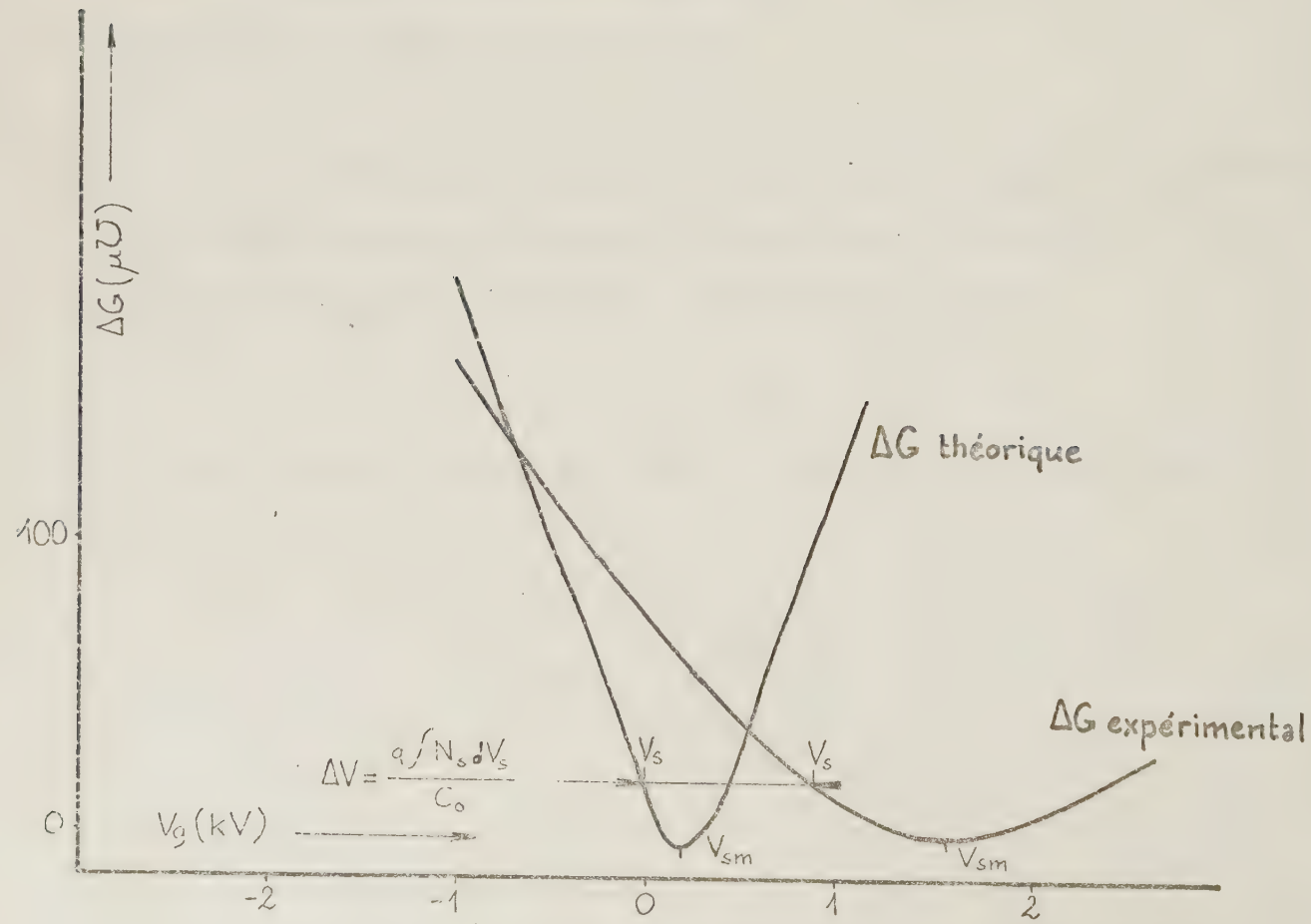
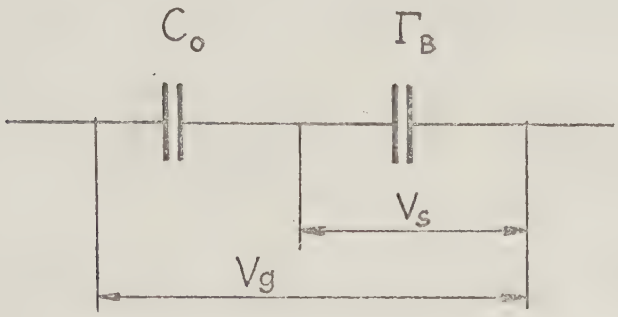


Figure 9 .

Des conditions précédentes, nous voyons que la capacité totale de la structure s'obtient par la mise en série de la capacité géométrique et de la capacité de charge d'espace :

$$\frac{1}{C_{tot}} = \frac{1}{C_o} + \frac{1}{\Gamma_B}$$



C_{tot} est accessible directement à la mesure expérimentale et on peut prévoir théoriquement ses variations. En accumulation, et en inversion sous réserve que les porteurs minoritaires puissent suivre les signaux de mesure, Γ_B est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à C_o, et C_{tot} a pratiquement pour valeur C_o. En appauvrissement, Γ_B et donc C_o passent par un minimum pour une configuration de potentiels telle que v soit très voisin de v_{sm} (l'écart est de l'ordre de Log^{μ_n/μ_p}). Une courbe typique de $C_{tot}(V_g)$ est présentée Fig. 8 . Nous donnons également une courbe $\Delta G(V_g)$, Fig. 9 . Non seulement le tracé subit un étalement par rapport à $\Delta G(V_s)$, puisque la tension est répartie entre le diélectrique et la barrière de surface, mais encore la forme de la courb est modifiée, Q_B n'étant pas une fonction linéaire de V_s.

Cas d'une région de charge d'espace dégénérée.

Nous avons supposé au cours des traitements précédents la non-dégénérescen de la région de charge d'espace. Il est aisé de comprendre que cette hypothèse se justifie pleinement en régime d'appauvrissement. La théorie laisse également prévoir que l'on est en régime d'accumulation ou d'inversion franche bien avant d'obtenir la dégénérescence, ce qui est confirmé par l'expérience.

Néanmoins, cette hypothèse simplificatrice n'est plus admissible pour de très fortes valeurs de la hauteur de barrière ; mathématiquement, l'utilisation de la statistique de Fermi-Dirac se traduira par le remplacement des exponentielles du type :

$$\exp - \left(\frac{qV - E_F}{kT} \right)$$

par des fonctions d'occupation du type :

$$f(qV) = \frac{1}{1 + \exp \frac{-(qV - E_F)}{kT}}$$

Physiquement, cela signifie que la densité de porteurs va être contrôlée par le principe d'exclusion de Pauli. Il en résulté une croissance beaucoup plus lente de Q_B en fonction de V_s que celle prévue dans nos calculs antérieurs.

Le traitement numérique complet est difficile et a été entrepris par SEIWATZ et GREEN (17). MANY et al publient dans leur ouvrage (18) des courbes que nous reproduisons partiellement Fig. 10 , indiquant les variations comparées de Q_B en fonction de V_s sans hypothèses de dégénérescence et de non-dégénérescence.

Influence des états de surface.

Au début de ce chapitre, nous avons indiqué que l'existence des états de surface modifie le potentiel électrostatique près de la surface du semiconducteur, même en l'absence de toute polarisation appliquée. Si l'on établit une polarisation, comme c'est le cas dans un montage à effet de champ, cette modification du potentiel subsiste et se superpose - algébriquement - à celle résultant du champ électrique externe.

Lorsque l'on fait varier V_g, on a donc non seulement à compenser la chute de tension dans le diélectrique et à créer la charge d'espace, mais aussi à modifier l'état de charge des états de surface. Ceci peut se décrire par le schéma équivalent suivant pour la structure :

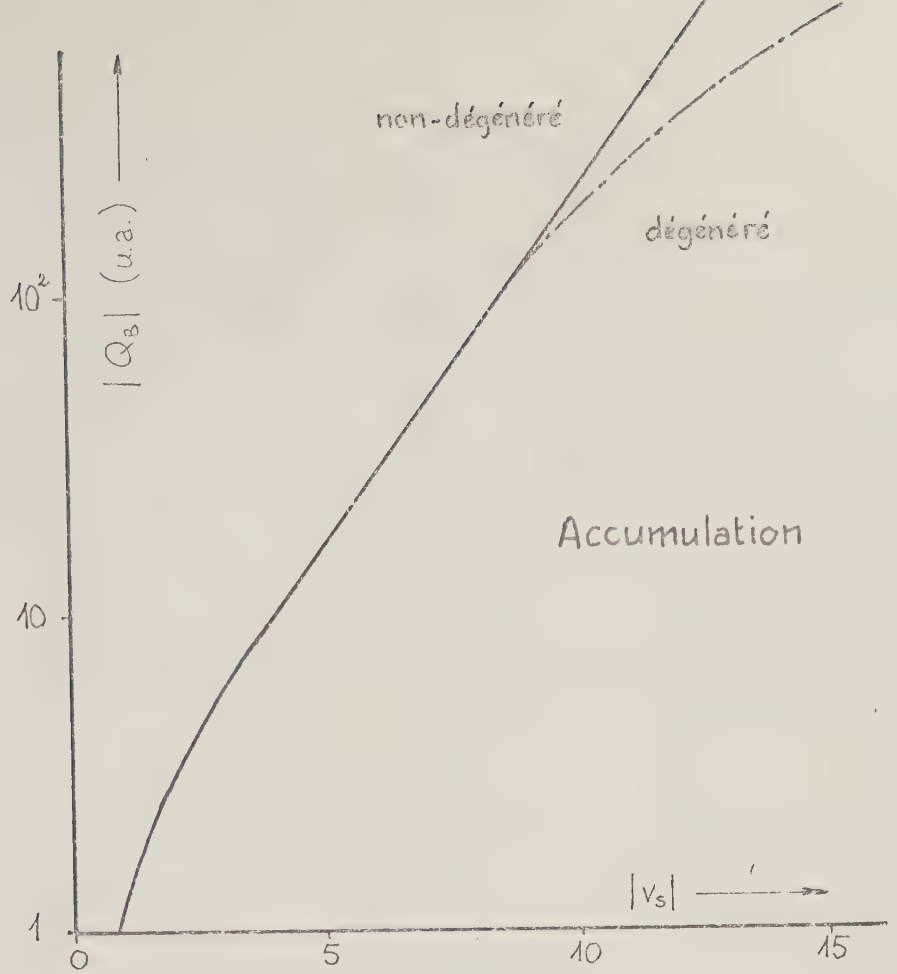
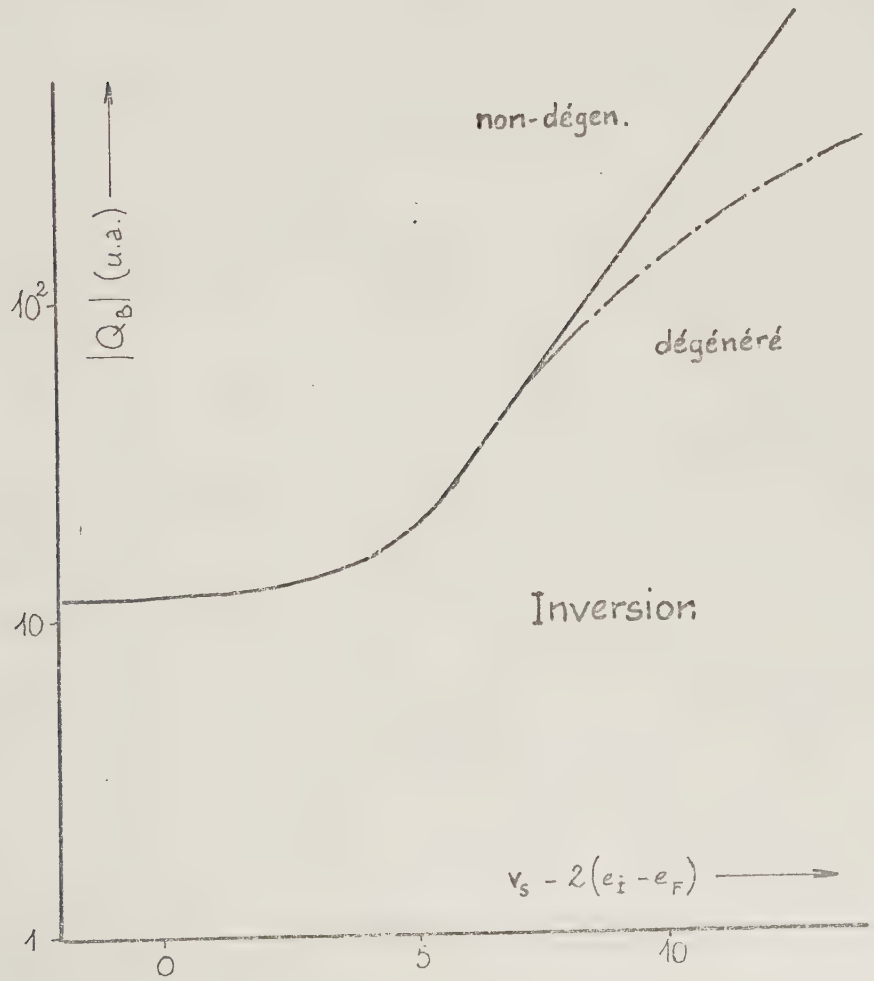
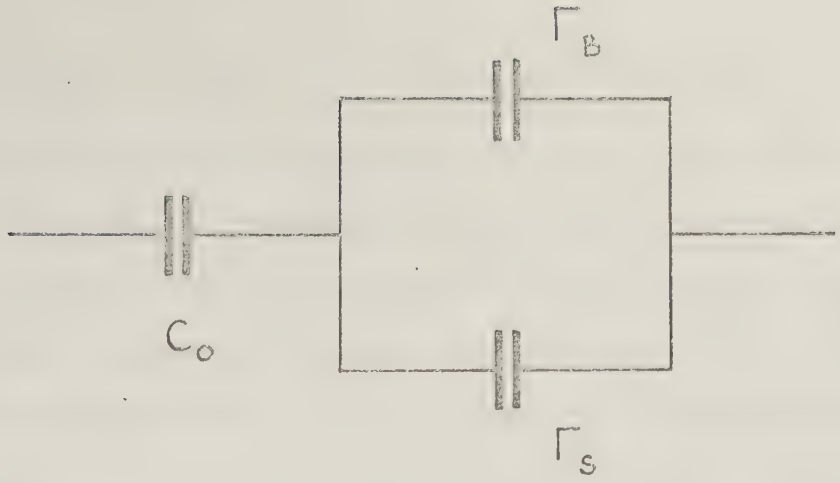

non-dégénéré
dégénéré
$|Q_B|$ (u.a.)
10^2
10
1
Accumulation
$|V_S|$
0
5
10
15

Figure 10 -


non-dégen.
dégénéré
$|Q_B|$ (u.a.)
10^2
10
1
Inversion
$V_S - 2(e_i - e_F)$
0
5
10



où Γ_S est la capacité d'états de surface, définie par :

$$\Gamma_S = \left| \frac{dQ_s}{dV_s} \right|$$

Q_s désignant la charge emmagasinée par ces états à l'équilibre.
La relation liant V_g et V_s devient ainsi :

$$V_g = V_s - \frac{Q_B + q \int^{V_s} N_s(V_s)\, dV_s}{C_o}$$

N_s est la densité d'états de surface en regard de la bande interdite, par unité de potentiel. On peut généraliser la notation pour inclure l'existence d'états discrets.

Comme il est nécessaire que les états situés à un niveau énergétique donné soient complètement chargés avant que la hauteur de barrière puisse s'équilibrer à ce niveau, l'établissement de la charge d'espace va être retardé, en régime quasi-statique, lorsqu'on fait croître le potentiel appliqué. En pratique, cela se traduit par un étalement important des courbes de capacité et de conductance en fonction de V_g.

Néanmoins, le minimum de conductance a lieu pour une hauteur de barrière unique déterminée indépendamment d'une configuration quelconque des charges fixes. W.L. BROWN a montré que l'on peut ainsi repérer sur une courbe expérimentale de conductance les valeurs de la hauteur de barrière (19). La comparaison entre cette courbe et celle obtenue par un calcul théorique ne tenant pas compte des états de surface permet de déterminer N_s (Fig. 9). En effet :

$$\int N_s(V_s)\, dV_s = \frac{1}{q} \left[Q_B(V_s) + (V_g - V_s)\, C_o \right]$$

où V_g et C_o sont connus expérimentalement, tandis que V_s peut s'obtenir de manière univoque en inversant la fonction $\Delta G(V_s)$. On calcule alors N_s par différentiation numérique.

On conçoit ainsi l'importance que présente la détermination expérimentale du minimum de ΔG, puisque c'est elle qui permet de paramétrer la conductance en fonction de la hauteur de barrière.

Les effets ainsi décrits sont ceux où les porteurs sont piégés en surface et ne peuvent participer à la conduction. La surface est en outre susceptible de diffuser les porteurs libres. On peut espérer qu'une surface libre et atomiquement plane (ce qui représente un cas idéal du point de vue technologique) se comporte comme un réflecteur spéculaire. Mais à cause de l'anisotropie cristalline du Tellure, la vitesse et le vecteur d'onde d'un même électron ne sont pas colinéaires, et même une réflexion spéculaire affectera la vitesse d'entrainement, et donc la mobilité, des porteurs entrant en collision avec la surface.

En pratique, la surface est imparfaite, et donne lieu à une réflexion fortement diffuse, c'est-à-dire qu'un porteur quitte la surface presque sans corrélation avec le mouvement qu'il avait avant collision.

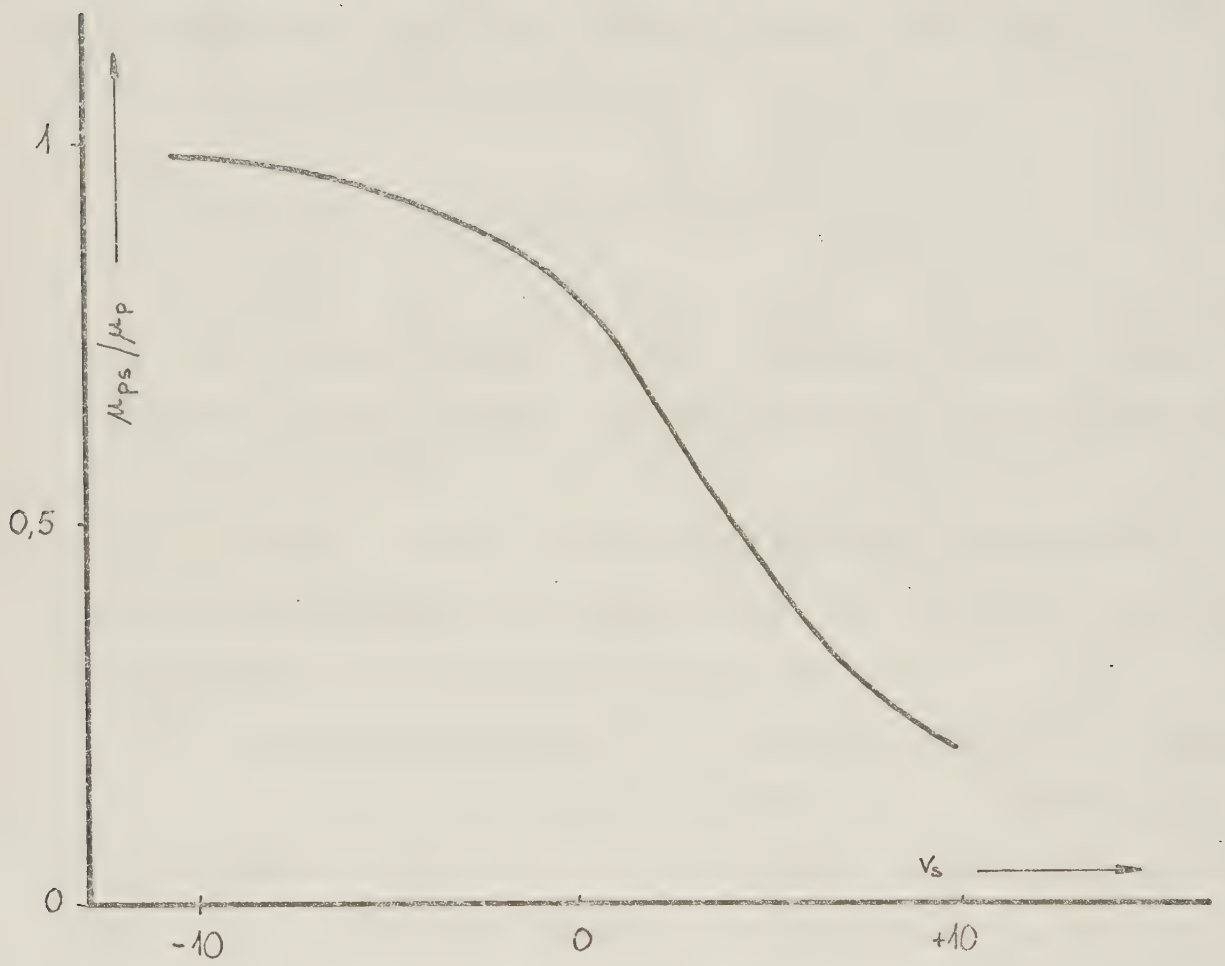


Figure 11 -

SCHRIEFFER (20) a traité théoriquement la diminution de mobilité des porteurs près de la surface et son modèle a été perfectionné par GREENE (21) et FRANKEL (22). Un exposé assez exhaustif est donné par MANY et al. dans leur ouvrage (18).

Nous présentons Fig. 11 une courbe typique de la variation de mobilité en fonction de v_s. Nous raisonnons pour un seul type de porteurs (les contributions étant indépendantes et additives), et nous définissons les mobilités de surface μ_{ns} et μ_{ps} de telle façon que :

$$\Delta G = q(\mu_{ns} \Delta n + \mu_{ps} \Delta p)$$

En condition de bandes plates, μ_{ps} n'est pas nécessairement égale à μ_p et se trouve contrôlée par la spécularité de la surface ; μ_{ps} (resp.μ_{ns}) se rapproche de μ_p (resp.μ_n) en appauvrissement profond : en particulier la barrière de potentiel existant alors pour les trous les empêche d'atteindre la surface et de subir une réflexion diffuse. En accumulation (resp. inversion) forte, le rapport μ_{ps}/μ_p (resp. μ_{ns}/μ_n) chute assez franchement : le champ électrique externe accélère en effet les porteurs de type dominant vers la surface et augmente ainsi la probabilité de collision.

Effets dépendant de la fréquence

Jusqu'à présent, nous avons envisagé des situations où pour chaque valeur instantanée de la polarisation, les bandes de conduction et de valence et les états de surface étaient en équilibre thermodynamique.

Les transitions de bande à bande, ou entre bandes et états de surface sont en fait contrôlées par différentes constantes de temps.

Comme il n'existe pas dans les structures à effet de champ telles que nous les avons décrites - et réalisées sur Tellure - de sources de porteurs minoritaires autres que la génération thermique et la diffusion, l'aptitude de la couche d'inversion à répondre à un signal alternatif dépend de la durée de vie moyenne τ des électrons. Dans les mesures de capacité

différentielle, lorsque le signal de mesure est supérieur à $1/\tau$, on n'observe pas la remontée de capacité dans le domaine d'inversion, mais seulement une décroissance vers un plateau dû à la contribution de plus en plus faible des porteurs majoritaires (Fig.8).

Pour la conductance un phénomène analogue est décelable à des fréquences inférieures à $1/\tau$ en introduisant une boucle d'hystérésis en effet de champ alternatif, d'autant plus accentuée que l'excursion de polarisation est importante : en effet, le déphasage est surtout sensible à la vitesse de variation dV_g/dt de la tension appliquée.

En ce qui concerne les états de surface, on observe un très large spectre de temps de relaxation, allant de quelques microsecondes à plusieurs jours. On distingue traditionnellement les "états rapides", dont l'influence est sensible jusqu'à quelques dizaines de kilohertz, et les "états lents" qui ne répondent qu'à des signaux de fréquence bien inférieure. On assimile généralement les états rapides aux états de TAMM et SHOCKLEY, tandis que les états lents sont attribués aux matériaux adsorbés ou chimisorbés. De nombreuses expériences ont prouvé que les états lents sont le plus souvent liés aux phénomènes de piégeage et d'injection dans l'oxyde présent à la surface du semiconducteur. GOETZBERGER (23) et HEIMAN et WARFIELD (24) ont examiné ce problème en détail dans le cas du Silicium.

Si les états de surface sont susceptibles de piéger les porteurs minoritaires, ils peuvent retarder l'apparition de la couche d'inversion, et la remontée correspondante de la conductance et de la capacité n'est plus observable dans un domaine de polarisations techniquement accessible. De toute manière, la présence de pièges introduit une hystérésis dans les variations de conductance et de capacité. ZAININGER (25) montre que le sens du décalage obtenu permet de situer le piégeage à l'interface semiconducteur-diélectrique. L'effet est proportionnel à l'excursion de polarisation, ce

qui confirme la théorie de l'injection (24, 26). Au cours des mesures de capacité sur un pont alternatif, on enregistre des pertes qui sont dues à la composante déphasée du courant créée par le piégeage et la ré-émission des porteurs. Ce phénomène a été expliqué par NICOLLIAN et GOETZBERGER (27). Si l'on mesure la capacité en observant le courant de charge provoqué par l'application d'une rampe de tension assez lente, on peut enregistrer des courants parasites dûs à un retard dans la charge des états de surface de type accepteur, comme l'ont signalé CASTAGNE et VAPAILLE (28). La complexité des phénomènes peut être accrue par une dépendance des temps de relaxation en fonction du champ électrique appliqué, ce qui est caractéristique d'une injection dans l'oxyde par effet tunnel, ou par une différence dans les temps de capture et de réémission d'un même type d'états de surface, ce qui provoquera une dérive analogue à celle qu'amènerait l'application d'une composante continue de polarisation.

PREPARATION DES ECHANTILLONS

INTRODUCTION

Nous allons décrire d'abord le procédé de fabrication, c'est à dire la suite schématique des opérations permettant de passer du matériau semiconducteur livré par l'industrie à l'échantillon prêt à subir les mesures expérimentales. Nous mentionnerons également les critères du choix d'une géométrie appropriée pour les échantillons, puis nous détaillerons successivement les différentes techniques de transformation utilisées au cours de la fabrication, en examinant éventuellement les raisons qui nous ont conduits à adopter telle ou telle méthode.

Rappelons que le dispositif électrique servant à l'étude de l'effet de champ est essentiellement un condensateur plan dont l'une des armatures est constituée par un monocristal de Tellure.

Il s'agit donc :

- d'obtenir ce monocristal aux dimensions choisies,
- de lui conférer un état de surface aussi soigné que possible sur la face en regard de l'armature métallique du condensateur,
- de réaliser l'empilement métal-isolant-semiconducteur,
- d'implanter enfin des électrodes sur le semiconducteur pour mesurer sa conductivité en fonction de la charge du condensateur.

La mise en oeuvre d'un échantillon se comprend alors suivant le schéma de la Figure 12 . A partir d'un lingot de Tellure, de pureté 99,999% livré par l'industrie, on obtient au laboratoire, par fusion et recristallisation lente, un monocristal de grande dimension ($\sim$ 5cm), dans lequel on usine un barreau constituant l'élément de base d'un échantillon (Fig.13). La géométrie choisie pour ce barreau est typiquement celle d'un parallélépipède très aplati de 0,2 x 2,5 x 10mm^3. L'axe ternaire du cristal est orienté suivant le sens de la longueur, choisi également comme direction

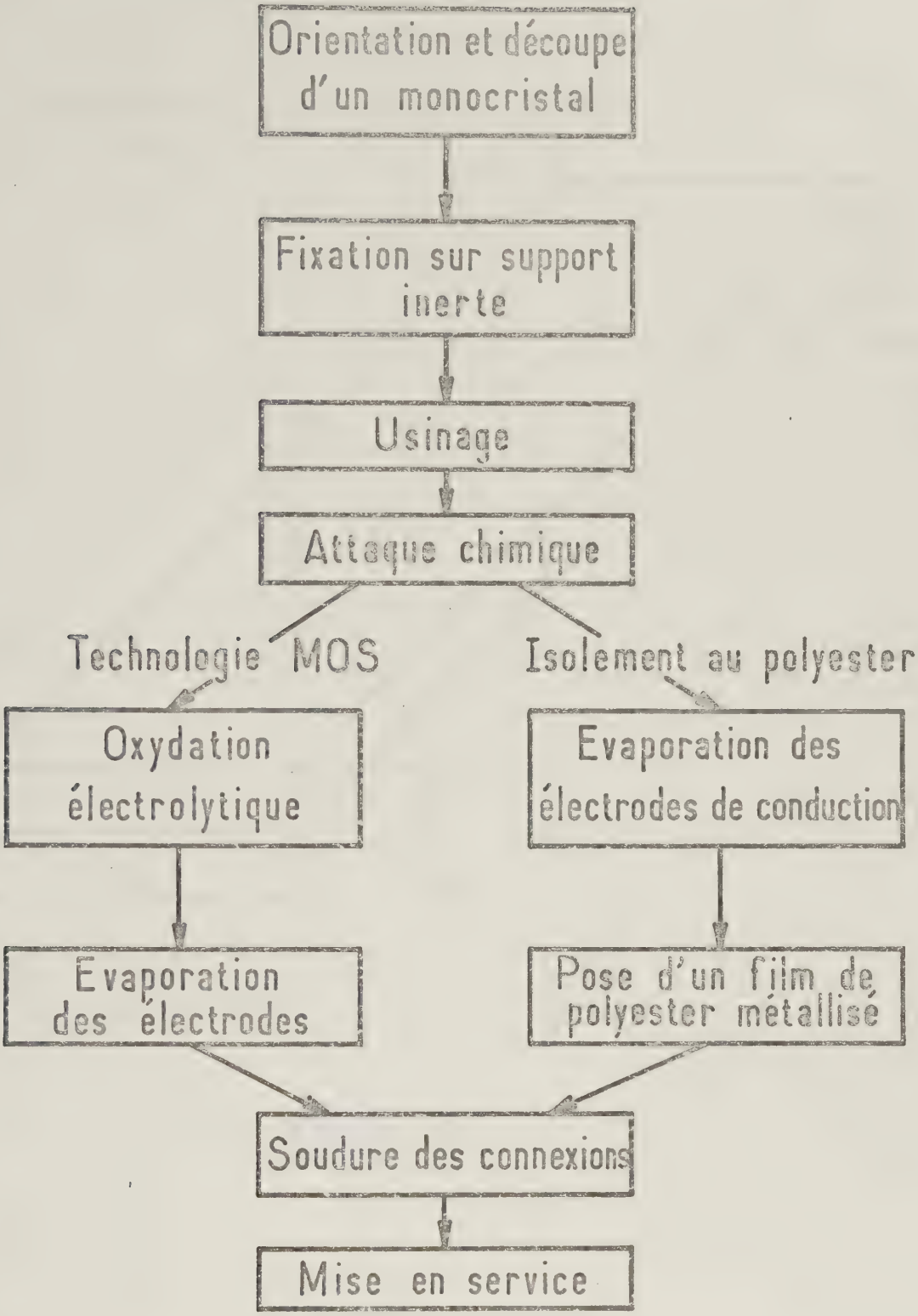


Fig_12 Organigramme de fabrication

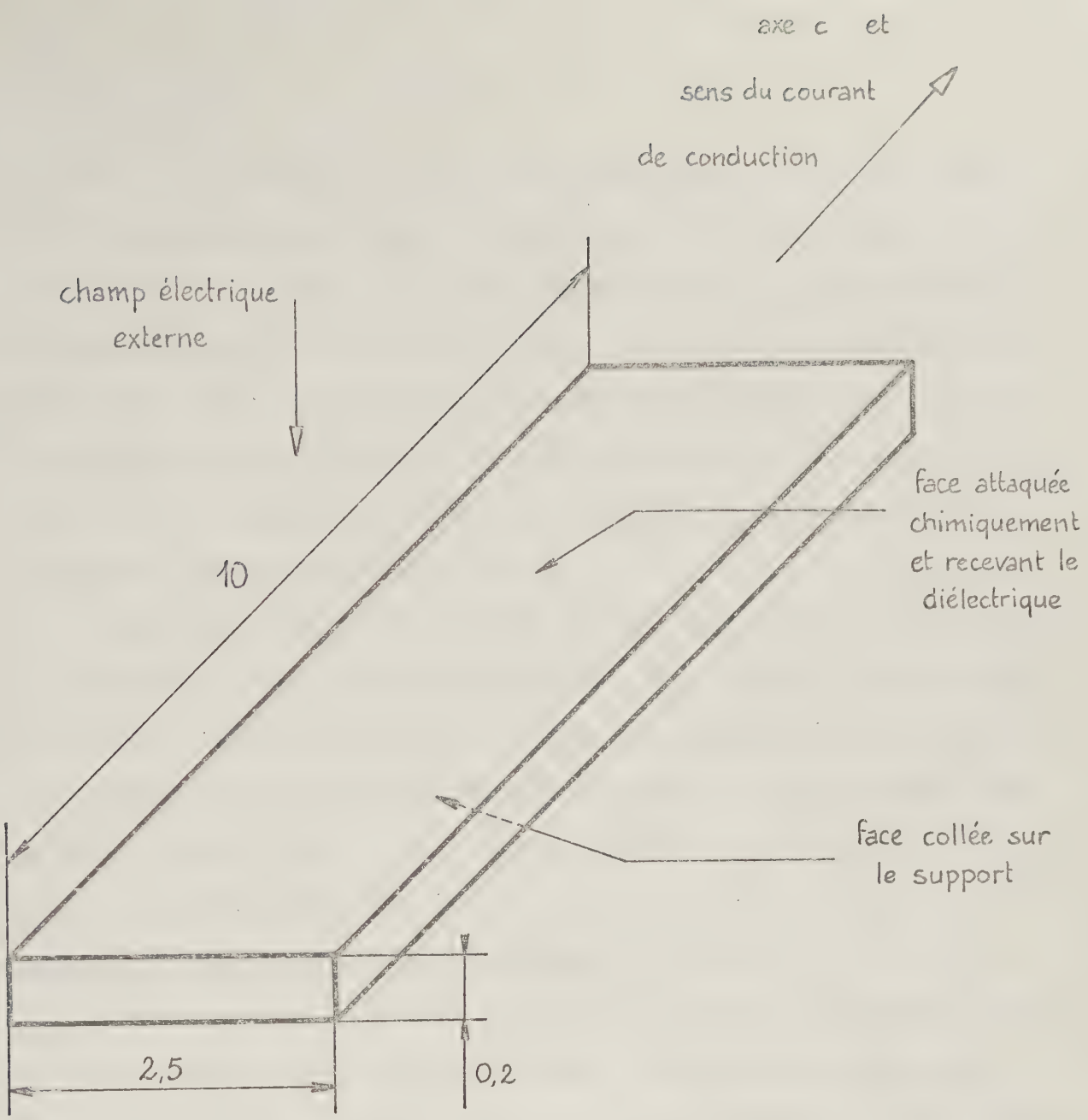

axe c et
sens du courant
de conduction
champ électrique
externe
10
face attaquée
chimiquement
et recevant le
diélectrique
face collée sur
le support
2,5
0,2

Figure 13 -

du courant de conduction. Les deux plus grandes faces (2,5 x 10mm^2) sont parallèles à un plan de clivage ; l'une d'entre elles, dressée puis polie chimiquement, est utilisée pour fixer l'échantillon, par un joint adhésif, sur une plaquette en alumine frittée servant de support mécanique isolant ; l'autre face, polie optiquement à l'alumine métallographique, puis soumise à une attaque chimique soigneusement controlée, est en contact avec la couche diélectrique, au travers de laquelle le champ électrique de polarisation lui est appliqué perpendiculairement.

Suivant le cas, le diélectrique est constitué par une couche d'oxyde de Tellure que l'on fait croître directement sur le cristal, ou par un film de polyester. La surface de Tellure participant effectivement au condensateur métal-isolant-semiconducteur est évidemment inférieure à 2,5 x 10mm^2. Elle est de l'ordre de 3 mm^2 en technologie MOS et de 11 mm^2 en technologie isolant polyester.

ENCHAINEMENT DES OPERATIONS DE FABRICATION

Un monocristal de grandes dimensions est débité par clivage en lames de 11mm de large et de 2 à 3mm d'épaisseur. Ces lames sont tronconnées à la scie à fil perpendiculairement à l'axe c en sections d'environ 10mm de longueur.

Sur chaque plaquette ainsi obtenue, une des faces est dressée puis polie à l'alumine métallographique ; au cours de cette opération, le clivage sert de plan de référence. On colle alors la face polie sur un carré d'alumine frittée (12,7 x 12,7 x 0,64mm^3) par un joint d'adhésif cyanoacrylique. Le cristal ainsi monté sur son support est prêt à subir la suite de l'usinage.

On pratique d'abord un amincissement par abrasion à l'alumine jusqu'à obtenir une épaisseur de cristal de 0,1 - 0,2mm. On termine cette opération avec une granulométrie de 0,3µ, ce qui confère un poli optique à la surface. Puis la lame cristalline est séparée en trois languettes parallèles à l'axe c, de 2,5mm de largeur, par usinage chimique : le cristal, préalablement dégraissé et seché, est couché avec une résine organique photopolymérisable et on insole

par contact les zones à réserver à travers une trame métallique. Après dépouillement, un passage dans un bain d'attaque chimique élimine les parties non protégées du semiconducteur ; le masque de résine est alors désagrégé par trempage dans un solvant approprié. On dispose ainsi à chaque fois de trois barreaux monocristallins aux dimensions requises, montés sur un support en alumine.

Les traitements diffèrent ensuite selon que l'on désire implanter un dispositif MOS ou un dispositif à isolant polyester.

1) En technologie MOS,

les trois languettes semiconductrices sont à nouveau exposées à une attaque chimique controlée pour éliminer toute trace d'oxyde naturel, puis elles subissent une oxydation anodique dans un bain de pyridine hydratée. Pour permettre le dépôt des électrodes de conduction, l'oxyde formé est décapé à l'acide chlorhydrique sur les extrêmités de chaque languette. On place alors les échantillons sous ultravide et on évapore les trois électrodes simultanément à travers une trame métallique.

2) Si l'on emploie du polyester comme isolant,

on évapore directement les deux électrodes de conduction sous vide secondaire. Le porte-échantillon étant pourvu d'un tendeur à rouleau, on y immobilise la plaquette-support par une goutte de graisse siliconée, puis on recouvre l'ensemble par un ruban de polyester ; le serrage du tendeur assure un contact intime entre le semiconducteur et le diélectrique. Le ruban de polyester étant métallisé sur la face non en contact avec le cristal, cette métallisation joue le rôle d'électrode de polarisation.

Dans les deux cas, on relie les électrodes aux bornes appropriées du porte-échantillon par des connexions en fil d'argent recuit de 0,05mm de diamètre ; la fragilité des composants interdit évidemment toute soudure thermique, aussi fixe-t-on chaque fil par un point de laque d'argent.

Choix de la géométrie de l'échantillon

Les dimensions indiquées précédemment réalisent un compromis entre la facilité de préparation et de manipulation des échantillons, et les performances mesurables.

Des performances électroniques intéressantes s'obtiennent évidemment avec de petites dimensions :

1) Faible épaisseur

La charge d'espace s'étend dans une région importante de l'échantillon et la conductance est profondément modulée. Avec des épaisseurs inférieures à 1µm, on pourrait espérer bloquer complètement la conduction en régime d'appauvrissement (phénomène de"pinch off").

2) Faible surface active

- La capacité d'entrée du dispositif est très réduite.
- La probabilité est plus faible d'observer sur la surface active, un défaut (par exemple, micropore dans l'isolant) qui rend le dispositif inutilisable.

Ces deux derniers avantages peuvent être décisifs surtout en technologie MOS, où l'oxyde forme un isolant relativement mince, et où l'on maîtrise mal la croissance d'une couche non poreuse.

Malheureusement, si l'on s'en tient à ces exigences, les échantillons sont si petits que leur fragilité est très critique et que leur préparation nécessite l'utilisation de microoutillage.

En outre, nous avons vu que l'échantillon est fixé sur son support par un joint adhésif. La bonne tenure de ce dernier demande qu'une certaine pression soit appliquée sur le cristal au moment du collage. Si l'on désire que les défauts de réseau ainsi introduits ne s'étendent pas jusqu'à la face libre de l'échantillon, affectant ainsi la conductivité de surface, il est nécessaire de prévoir une épaisseur bien supérieure à celle qui permettrait

d'observer le "pinch off".

Enfin, l'orientation du cristal suivant l'axe ternaire n'est pas due uniquement à un souci de simplification théorique ; elle est imposée par le fait que le Tellure se clive parallèlement à cet axe presque spontanément, sous l'effet de contraintes mécaniques ou thermiques assez faibles. S'il est tolérable, surtout lors de mesures exploratoires, qu'il existe des micro-clivages dans la direction du courant de conduction, il est évident que les mêmes défauts situés transversalement rendraient le dispositif complètement inopérant, en bloquant la conduction en surface.

Nécessité et choix d'un support mécanique

En plus de la tendance au clivage, le Tellure est un matériau particulièrement friable ; également, une lamelle monocristalline de Tellure développe pendant son amincissement par abrasion des contraintes internes qui peuvent provoquer un enroulement spontané autour de la direction de l'axe c.

C'est pourquoi il est désirable de fixer dès le début des opérations de fabrication le cristal sur un support mécanique peu fragile. Si de plus, ce dernier est d'une bonne planéité, il offrira lors des polissages successifs un plan de référence plus aisément utilisable que l'une des faces de l'échantillon. Dans ce but nous avons tenté l'emploi de plaquettes de verre (lamelles couvre-objet pour microscopie) ou de mica, mais notre choix définitif s'est rapidement porté sur un support en alumine frittée.

Nous utilisons des céramiques carrées de 12,7 x 12,7mm^2 ($\frac{1}{2}$" x $\frac{1}{2}$") à 99% de Al_2O_3 , commercialisées pour l'industrie électronique par la Compagnie Générale d'Electrocéramique sous le nom de Cérabases Alucer 99. L'épaisseur d'une plaquette est de 0,64 mm, la planéité en est garantie à 0,15mm/25mm au maximum. Ces substrats existent en version émaillée ou non émaillée.

C'est cette dernière qui a eu notre préférence, car bien qu'elle endommage légèrement plus la face cristalline en regard, elle garantit une meilleure adhésion du joint de colle.

Ce type de support présente les qualités suivantes :

- Excellente tenue mécanique

  résistance à la traction : 2000 kg/mm^2

- Dimensions normalisées et planéité excellente.
- Très bonne tenue des températures cryogéniques à 1900°K.

  Résistance aux chocs thermiques.

  Coefficient de dilatation linéaire $\sim 7.10^{-6}{}^{\circ}C^{-1}$.

- Remarquable neutralité chimique et porosité nulle.

Cette dernière qualité est cruciale si l'on considère la variété des agents chimiques en phase liquide qui entrent en contact avec l'échantillon au cours de sa fabrication. Ainsi les substances chimiques ne risquent pas d'être retenues dans la masse du support après chaque traitement.

- Excellentes qualités d'isolement

  Rigidité diélectrique > 20 kV/mm

  Résistivité à 300°K > $10^{14}\Omega$ cm

  Facteur de pertes tg $\delta < 5.10^{-4}$ à 1 MHz

Obtention du Tellure monocristallin

Le procédé de croissance des cristaux est analogue à celui de Bridgman.

L'usine de Hoboken (Belgique) fournit directement en Tellure de pureté 99,999% des têtes de lingots raffinés par fusion de zone. Ce matériau, préalablement concassé, est introduit dans un ballon en pyrex de 5cm de diamètre, puis fondu et chauffé jusque vers 550°C sous une atmosphère d'hydrogène purifié ; la surpression d'hydrogène est obtenue à travers un manodétendeur ordinaire à 30g. Le bain de fusion est alors placé dans un gradient vertical de température, et subit une recristallisation en 8 à 10 heures, par une

baisse contrôlée de la température. Après solidification complète, le Tellure est encore refroidi très lentement.

Généralement, nous obtenons une "boule" monocristalline présentant de légères imperfections au contact du pyrex et à sa surface libre. Le matériau destiné à l'expérimentation est prélevé par clivage dans la zone centrale de la boule ; nous l'échantillonons pour procéder à un contrôle systématique par effet Hall. Dans le cas d'un matériau non-dopé, la concentration des porteurs à 77°K est de l'ordre de 10^{14} cm^{-3}, et leur mobilité varie de 3000 à 10000 $cm^2/V.s$.

Techniques d'usinage des cristaux : généralités

Ici, nous entendons par usinage un procédé par lequel on enlève de la matière au cristal pour lui conférer une forme ou un état de surface approprié.

Le choix d'une technique dépendra de plusieurs critères, essentiellement :

1) Direction de coupe par rapport aux axes cristallographiques.

2) Profondeur de coupe.

3) Dimension des cristaux.

4) Etat final désiré pour les surfaces dégagées.

Accessoirement, la rapidité de coupe peut aussi intervenir.

Pour usiner un cristal, on peut soit procéder par des moyens mécaniques, c'est à dire entamer la matière au moyen d'un outil ou d'un abrasif, soit procéder par attaque chimique. Il est également possible de combiner les deux méthodes, en amincissant le cristal par exemple à l'aide d'un abrasif neutre dispersé dans un bain acide.

On peut aussi classer les techniques d'usinage en techniques de découpe, en techniques d'amincissement et en techniques de polissage. Dans le dernier cas, c'est évidemment l'état de surface à obtenir qui détermine le choix d'une méthode d'usinage.

Moyens d'attaque chimique d'un cristal de Tellure

Aussi bien pour le polissage que pour la découpe chimique des cristaux, nous avons uniformément utilisé le bain suivant, que nous appellerons par la suite "bain chromique" :

H_2O	eau désionisée	25 cm^3
CrO_3	anhydride chromique R.P.	10 g
HCl	acide chlorhydrique p.p.a.	10 cm^3

les composants sont mélangés dans cet ordre.

A l'ambiante et sur une surface cristalline initialement propre, la vitesse d'attaque en bain mort varie de 5 à 10 µm/mn. Lorsque l'attaque du cristal est suffisamment avancée, on procède à un rinçage sous un courant d'acide chlorhydrique, puis à un rinçage final à l'eau désionisée. Un séchage à l'air comprimé est généralement suffisant, mais on peut le parfaire en passant auparavant l'échantillon dans l'alcool éthylique pur. Toutefois, un étuvage est ensuite indispensable si le traitement suivant est un couchage de résine photosensible ou une évaporation sous vide, opérations au cours desquelles toute pollution par des traces d'alcool est à proscrire.

1) Utilisation en bain de polissage

Le résultat final dépend sensiblement de la composition du bain et de la qualité des produits chimiques employés pour le préparer. Il faut exclure en particulier l'emploi d'acide chlorhydrique ou d'anhydride chromique non rigoureusement purs. Les essais menés avec du CrO_3 de pureté technique seulement se sont systématiquement soldés par des échecs (surface voilée ou attaquée irrégulièrement).

Le polissage exige également que l'attaque chimique soit assez profonde, mais soit conduite à vitesse modérée. Dans ce but, il peut être utile de tamponner légèrement le bain en y dissolvant avant l'emploi quelques fragments de Tellure, ou en y ajoutant une petite quantité d'un bain récemment préparé mais ayant déjà servi.

Enfin, les proportions se modifient par stockage, et une solution vieillie peut souvent être impropre à l'emploi bien que n'ayant pas ou peu servi .

Compte tenu de ces difficultés, et du fait que la préparation d'un seul échantillon représente plusieurs heures de travail, nous avons été conduits à tester systématiquement un bain destiné au polissage avant son emploi, à l'aide d'un cristal temoin préalablement clivé et dégraissé soigneusement. La probabilité d'un échec est alors très réduite.

2) Utilisation en bain de découpe

Les proportions à respecter sont moins critiques que dans le cas précédent. Néanmoins, un excès d'acide chlorhydrique provoque un voilage intense de la surface, tandis qu'un excès d'anhydride chromique amène sur celle-ci une boue très adhérente. Dans les deux cas l'attaque chimique est complètement inhibée.

Il est possible de remédier partiellement à de tels échecs en chauffant le bain : la vitesse d'attaque est très augmentée, le bain devenant beaucoup plus mordant. Cette pratique est cependant à déconseiller, car dans la presque totalité des cas, une opération de découpe chimique s'effectue sous la protection partielle d'un masque de résine, qui résiste extrêmement mal à l'agressivité d'une solution chromique chaude.

Autres méthodes de polissage non-mécanique

Au laboratoire, nous avons menés des essais en remplaçant dans le bain précédent HCl par HF. Outre les difficultés de manipulation inhérentes à l'emploi de HF, il semblerait que ce type de bain n'élimine pas aussi parfaitement les défauts cristallins de la surface que la solution contenant HCl.

Nous avons également tenté un polissage électrolytique, dans une solution de potasse alcoolique à 6%, à - 20°C. Ce procédé est préconisé par Andersson et al. (29) pour l'étude de la surface du Tellure par microscopie

La surface obtenue a bel aspect, mais présente souvent des ondulations, notamment si la température de l'électrolyte s'approche trop de l'ambiante. Il se forme une couche visqueuse noirâtre sur le cristal, ce qui oblige à l'agiter et à le rincer fréquemment. Il semblerait donc que ce traitement soit beaucoup moins commode et beaucoup plus hasardeux que l'attaque du bain chromique, c'est pourquoi nous l'avons assez rapidement abandonné.

Découpe chimique

L'opération, déjà décrite brièvement au début de ce chapitre, s'apparente dans son principe aux techniques de photogravure. Elle donne des résultats satisfaisants lorsque l'on désire entamer le semiconducteur sur une profondeur de quelques microns à 0,3 mm environ, et présente l'avantage capital de n'introduire aucun défaut cristallin, l'usinage s'effectuant par un agent en phase liquide.

Dans notre cas particulier, nous avons adopté pour former le masque protecteur la résine photosensible négative KTFR (Kodak Thin Film Resist). Cette spécialité de l'Eastman Kodak Co. est utilisée largement par les constructeurs de composants semiconducteurs pour des usages analogues.

Pratiquement, nous déposons la résine en double épaisseur et les opérations se déroulent comme suit :

1) 1er couchage de résine et séchage
2) 1ère exposition
3) 2ème couchage de résine et séchage
4) 2ème exposition
5) Dépouillement de l'image protectrice
6) Cuisson
7) Gravure chimique. Rinçage. Séchage
8) Elimination du masque protecteur. Nettoyage final.

L'enduction de résine se fait par centrifugation à la tournette, à 3000 t/mn pendant une minute environ. Il est indispensable que l'appareil utilisé à cet effet atteigne très rapidement sa vitesse de rotation nominale. Nous nous sommes servis d'une fraiseuse à flexible portative Moviluty, tournant pratiquement à vide (l'inertie de la pièce porte-échantillon est négligeable). Pour ajuster la vitesse de rotation, un autotransformateur Variac était intercalé dans l'alimentation. Le contrôle de vitesse se fait très simplement par stroboscopie avec une lampe au néon ou même une lampe à incandescence.

Dans ce procédé de couchage, il est désirable que la résine soit très fluide, d'autant plus que pour éliminer toute irrégularité d'épaisseur, on en recouvre largement l'échantillon avant la mise en marche de la tournette. C'est pourquoi nous n'avons pas employé la résine KTFR pure, mais nous l'avons auparavant diluée par 20% en volume de Metal Etch Resist Thinner (Kodak). Une dilution jusqu'à 50% en volume est même préconisée généralement par le fabricant, mais nous obtenions alors un masque insuffisamment résistant au bain de gravure.

Nous avons éliminé la laquage au trempé parmi les procédés de couchage comme donnant des résultats difficilement reproductibles. Il était évidemment exclu d'autre part d'effectuer une enduction à la brosse, à cause de l'extrême fragilité de la surface du Tellure.

On remarquera que nous procédons à deux couchages de résine successifs ainsi qu'à deux expositions. Nous avons été conduits à adopter cette méthode pour augmenter la solidité du masque protecteur d'une part, et pour éliminer l'influence des poussières d'autre part.

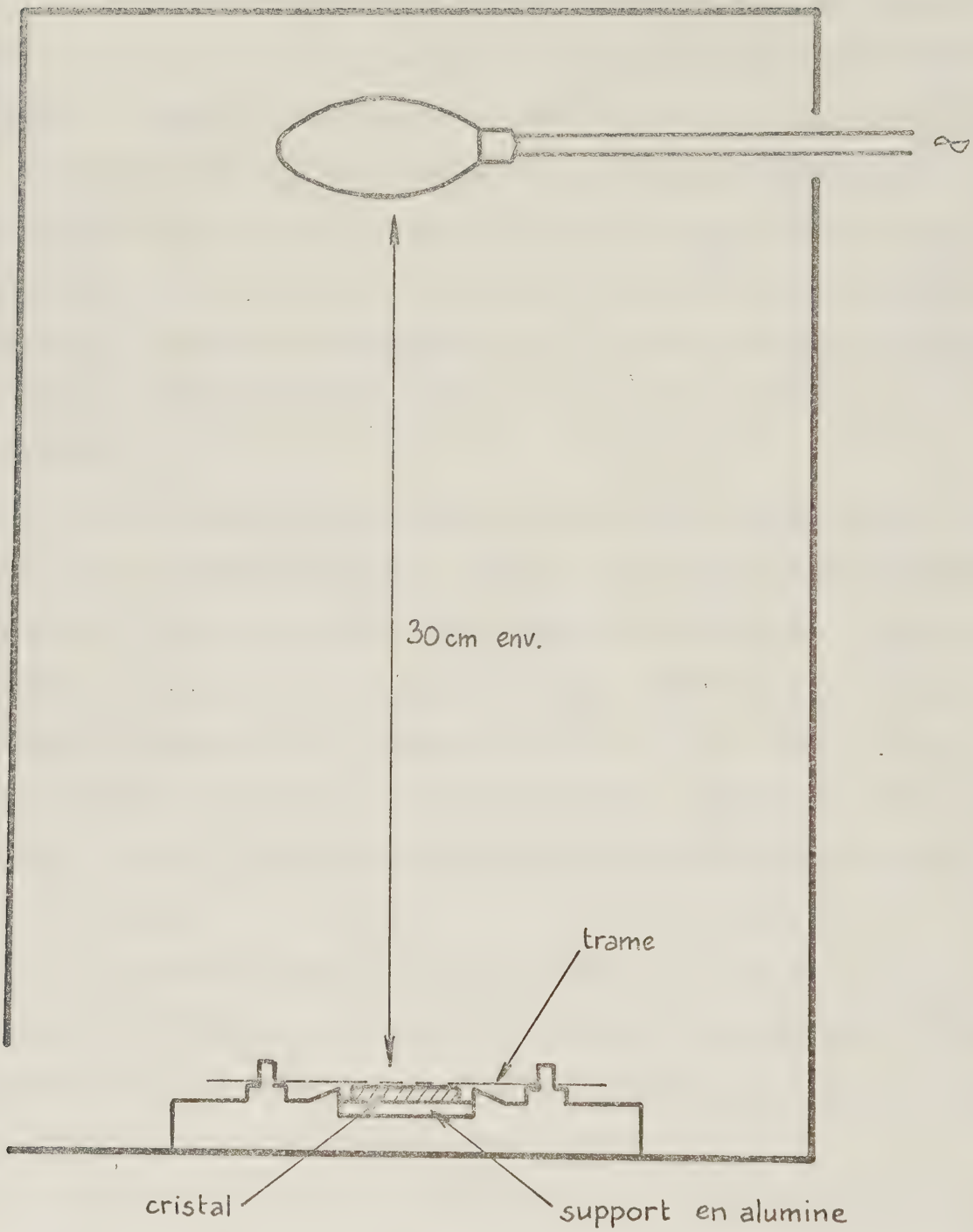


Figure 14

Lorsque l'on découpe au bain chromique des épaisseurs de 0,2 mm de Tellure, il n'est pas rare que l'opération exige jusqu'à 30 ou 40 minutes. Bien que le KTFR soit prévu pour résister à des bains très corrosifs (par exemple, l'acide fluorhydrique utilisé dans la fabrication de composants au silicium), une durée de séjour aussi prolongée dans le bain d'attaque aboutit au décollement partiel de la résine si le masque est peu épais. Malheureusement, il est impossible d'insoler correctement de fortes épaisseurs de résines, car :

- ou bien la zone profonde est sous-exposée, et l'image protectrice n'adhère pas au cristal,

- ou bien la zone superficielle est sur-exposée, et se craquèle au dépouillement.

C'est pourquoi il est nécessaire d'insoler la résine couche mince par couche mince. L'expérience a montré également que le deuxième couchage de résine après la première exposition éliminait complètement le rôle néfaste des poussières. En effet, une poussière se déposant sur la résine y adhère au séchage, et provoque à l'insolation une ombre portée sur la couche sous-jacente. Il en résulte au dépouillement un microtrou ("pin-hole") dans le masque et des piqûres de la zone de cristal à protéger.

L'exposition de la résine (Fig.14) a lieu par contact à travers une trame en acier, sous une lampe à vapeur de mercure de 125W (Philips HP125) placée à 30 cm au-dessus de l'échantillon. Un temps d'exposition correct se situe entre 4 et 6 minutes. Nous n'avons pas prévu de condenseur dans le système d'illumination, la définition à obtenir pour le masque n'étant que très peu critique.

D'autres méthodes d'illumination ont été essayées en particulier par lampe à xénon. L'appareil utilisé était un flash électronique du commerce,

de 60 joules (Braun F 65). Outre une puissance insuffisante pour opérer rapidement, ce genre de source présente l'inconvénient, inhérent à toutes les méthodes d'exposition brève, de nettement sous-exposer la partie profonde de la surface photosensible. Nous avons également tenté une exposition sous éclairage fluorescent, dans une machine à tirer les circuits imprimés (Sipel). Là encore, il a été impossible de mettre au point une technique plus rapide ou plus commode que l'insolation par lampe à mercure.

Le dépouillement de l'image s'effectue par dissolution sélective. Le rayonnement actinique provoque en effet une polymérisation de la résine qui la rend très peu soluble dans l'agent révélateur. On procède pratiquement ainsi :

1) Immersion pendant 2 minutes en bain mort dans le Kodak Metal Etch Resist Developer.

2) Immersion pendant 1 minute en bain mort dans le Kodak Metal Etch Resist Thinner.

3) Rinçage dans un mélange de 75% de KMER Developer et de 25% d'alcool isopropylique.

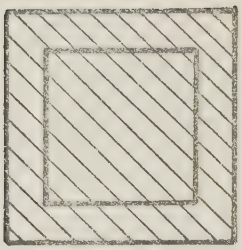
Après rinçage, nous débarassons l'échantillon de l'excès de solvant par centrifugation à la tournette. Il est nécessaire ensuite de consolider l'image formée par une cuisson en étuve. L'opération dure au moins une heure à 60°C. Il est absolument indispensable d'établir dans l'étuve une circulation d'air pour éliminer toute trace de solvants, qui à la longue attaqueraient même la résine polymérisée. Une fois fixées par cuisson, les images peuvent être conservées plusieurs semaines.

La découpe proprement dite s'exécute en bain mort à l'aide de la solution chromique citée précédemment. Néanmoins, les plaquettes sont suspendues dans le liquide face à attaquer vers le bas ; ainsi les produits de

Trame d'insolation
pour résine photosensible

Trame d'évaporation des électrodes
(type MOS)

1



2

3

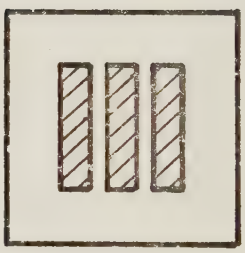
Fixation du cristal

Dépôt de résine

Insolation

4

5



6

Dépouillement

Découpe chimique

Elimination du masque

Figure 15

Découpe chimique

réaction, étant assez denses, tombent vers le fond du récipient au lieu de former sur le cristal une couche visqueuse qui retarde la découpe. Le rinçage à l'acide chlorhydrique, puis à l'eau désionisée, suivis d'un étuvage poussé, prennent place dès que la séparation de la lamelle cristalline en trois languettes est achevée.

Le retrait du masque protecteur s'effectue par immersion pendant une minute de l'échantillon dans un mélange de 2/3 de trichloroéthylène pur et 1/3 de "Stripper" Shipley 77 A, maintenu à 70°C. Ceci est suffisant pour provoquer le ramollissement, puis le décollement de la résine.

Un rinçage au jet avec du trichloréthane commercial (Baltane Pechiney), puis à l'alcool éthylique absolu, terminent le traitement.

Sous l'effet des solvants organiques, le joint de colle entre le semiconducteur et l'alumine du support peut gonfler et perdre de sa résistance au cisaillement. Ceci est particulièrement critique avec le "stripper" qui est par définition un solvant très violent ; il est donc indispensable que l'échantillon soit rigoureusement séché avant et après l'opération de retrait du masque en résine. La présence d'eau est aussi à éviter, car elle augmente considérablement l'agressivité du "stripper".

Avant que notre choix définitif ne se porte sur le système de produits chimiques précédent pour réaliser le masque, la découpe, et le "stripping", nous avons essayé plusieurs autres produits.

En particulier, il existe des résines pour photogravure de type positif, où les zones insolées sont éliminées au dépouillement et laissent à nu la surface du cristal sous-jacente. Le dépouillement se fait également par solubilité différentielle, mais la résine du masque ne subit aucune polymérisation. Ainsi, il est possible d'éviter l'emploi d'un "stripper" violent, nuisible pour le joint de colle et dont les émanations sont toxiques pour

l'opérateur. Une simple immersion dans de l'acétone ou dans une solution fortement alcaline suffit généralement à désagréger le masque. En revanche, l'image offre une protection moins efficace qu'avec une résine négative. La résine AZ 1350 H, de Shipley, ne résiste en double couche que 10 minutes au bain chromique à la température ambiante.

Une autre inconvénient réside dans le mode d'exposition : le dessin des parties à réserver n'étant pas connexe, nous avons du employer une trame obtenue par tirage photographique sur acétate, dont la planéité et la robustesse ont rapidement laissé à désirer.

Pour le bain de découpe, nous avons essayé des attaques à l'eau régale, à température ambiante, et avec H_2SO_4 ou HNO_3 concentrés et chauds. On aboutit sans exception à une attaque très irrégulière du Tellure, ainsi qu'à la destruction du masque en résine avant que la découpe ne soit achevée.

Nous avons également utilisé comme "stripper" au début de nos essais du A 20 Baker et Adamson (préconisé par Kodak pour la destruction des masques en KTFR), mais ce produit, d'un emploi relativement dangereux, s'est montré excessivement agressif envers tous les adhésifs essayés pour le joint cristal-alumine. La fabrication d'un échantillon terminé était alors des plus aléatoires.

Découpe par clivage

Le Tellure possède trois directions de plans de clivage facile, chacune étant parallèle à l'axe ternaire et à l'un des trois axes binaires.

Pratiquement, le clivage s'effectue à l'aide d'un couteau de maquettiste (X-Acto) sur lequel un très léger choc suffit pour amener le partage du cristal. On peut ainsi découper le matériau sur plusieurs centimètres. Les surfaces obtenues ont un bel aspect, mais la friabilité du Tellure empêche d'obtenir une bonne planéité, et exclut totalement la coupe de lames minces.

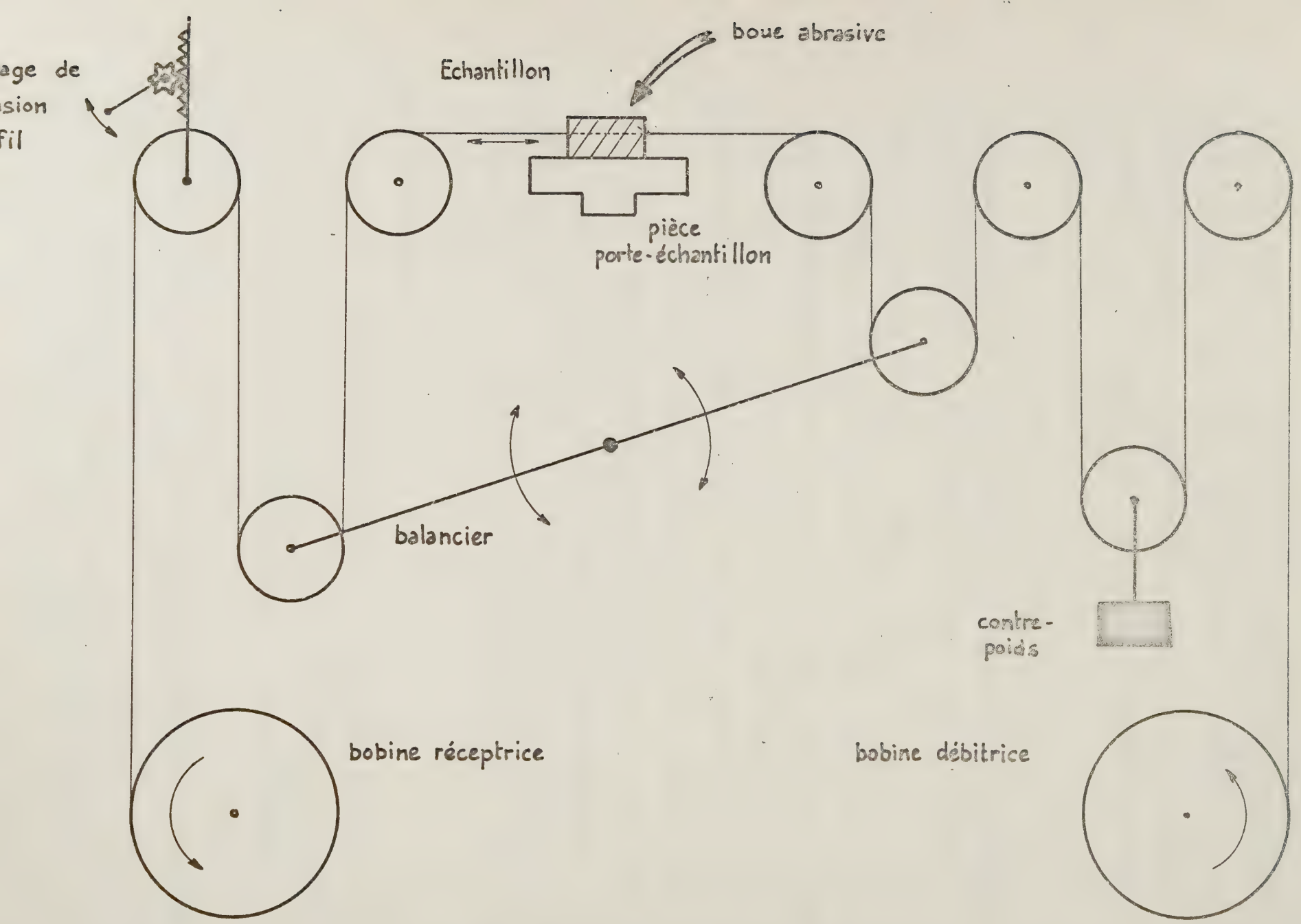


Fig. 16_ Principe de la scie à fil

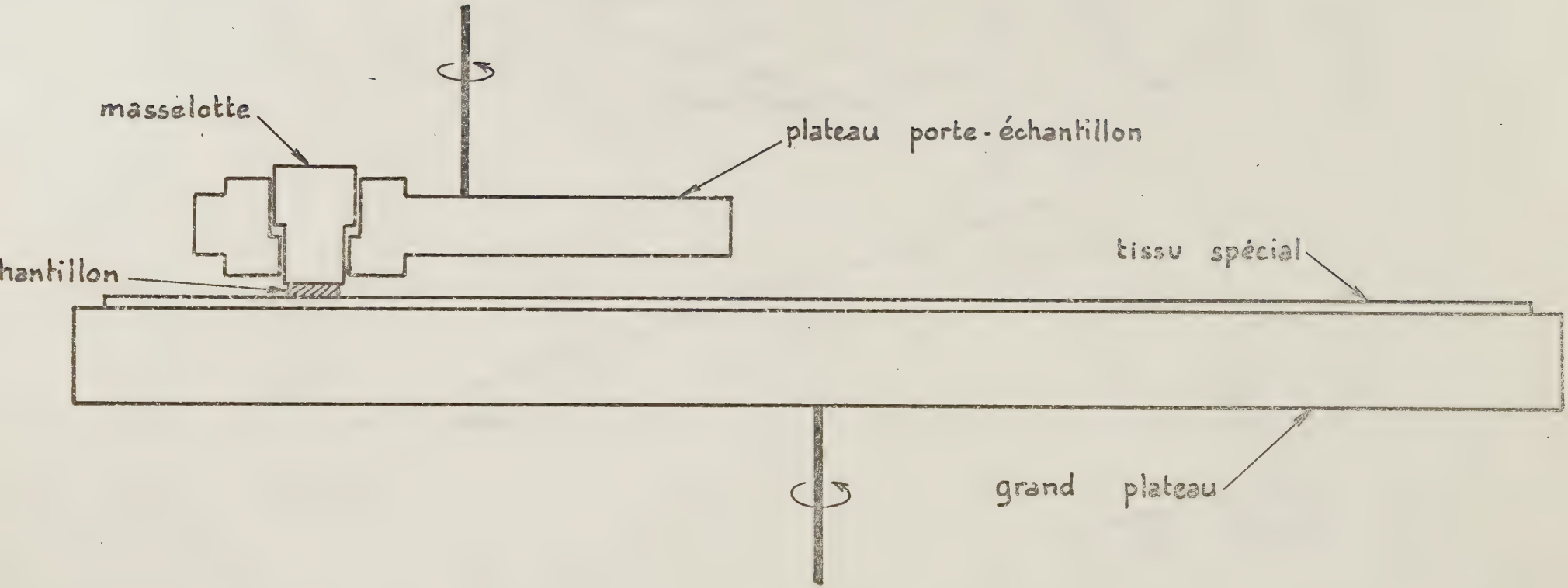


Fig. 17 _ Principe du polissage à l'alumine métallographique

Enfin, du fait qu'il n'existe pas de clivage facile normalement à l'axe ternaire, il est impossible de tailler uniquement par cette méthode un échantillon de forme prismatique.

Découpe par scie à fil

Le principe de cette méthode consiste à amener dans la voie de la découpe une boue abrasive à l'aide d'un câble en acier inoxydable animé d'un mouvement alternatif. (Fig.16).

Pratiquement, nous utilisons du câble "Racine 5X" de 2/10mm environ. Le mélange abrasif est constitué par de la potée d'émeri dispersée dans de l'huile de vaseline.

On entame ainsi le cristal sur des épaisseurs de plusieurs centimètres, dans n'importe quelle direction cristallographique. Mais les surfaces dégagées gardent l'empreinte du fil ; il y adhère en outre, même après rinçage au trichloroéthylène bouillant, des fragments de cristal arrachés par l'abrasif.

Enfin, la tension du fil atteint plusieurs centaines de grammes et le grain de l'émeri est relativement grossier. Ceci introduit de nombreuses dislocations et rend hasardeux la découpe de cristaux d'épaisseur inférieure à 1mm.

Abrasion à l'alumine métallographique

Dans ce procédé classique, on déplace la face à polir du cristal sur un tissu doux imbibé d'une dispersion aqueuse de poudre d'alumine. Le tissu doit être parfaitement tendu ou collé sur une surface plane, et l'échantillon est monté sur un support lui laissant un jeu vertical (Fig.17).

Nous avons procédé ainsi à des amincissements et à des polissages sur une polisseuse automatique Presi Mecapol A. Le mouvement de l'échantillon s'effectue sur un plateau de 300mm de diamètre tournant à 36 t/m, recouvert d'un feutre poromérique autocollant Politex PIX.

Une granulométrie de 8 µm permet l'amincissement d'un cristal à la vitesse de 1mm / heure environ. Pour la finition, nous utilisons une série de granulométries décroissantes, la dernière étant de 0,3 µm.

Nous avons également utilisé pour l'abrasion des pâtes diamantées. Celles-ci conviennent davantage pour les travaux de dressage ou d'amincissement dont elles améliorent la rapidité et la propreté. Par contre elles sont impropres au travail de finition car les grains de diamant présentent des angles vifs qui détériorent l'état cristallin de la surface du semiconducteur.

L'enrobage de l'échantillon est effectué dans un mélange de résine de pin fondue avec de la cire Mecaprex "Wax-100". Ce matériau ne graisse pas le cristal et s'use à peu près à la même vitesse. Ainsi, il est possible de polir le semiconducteur sans en arrondir excessivement les bords.

Le travail à la polisseuse, malgré le rythme assez lent imposé par la fragilité du Tellure, procure les meilleurs états de surface que l'on puisse réaliser par une opération purement mécanique.

Autres techniques d'abrasion

Avant que la laboratoire ne soit doté d'une polisseuse automatique, nous avons mené des essais d'amincissement manuel sur papier carborundum. Le travail s'exécute très rapidement, mais demande beaucoup de doigté et donne des résultats très irréguliers comparés à ceux obtenus sur une machine.

Nous avons aussi pratiqué assez longtemps un amincissement automatique en dispersant l'abrasif dans une solution corrosive. On obtient de bons résultats avec une boue formée d'alumine 8 µm dans un bain chromique. Cependant, le mouvement de l'échantillon sur le plateau de la machine amène une accumulation de boue en amont du cristal : le mélange chromique continue l'attaque à cet endroit qlors que l'alumine est inopérante, et provoque un arrondi caractéristique. Enfin, cette méthode demande un équipement insensible

à la corrosion : nous avons du faire construire à cet effet un appareil maquette où les pièces en contact avec l'abrasif sont en Teflon et en Altuglas. Malgré ces précautions, l'appareillage est fréquemment souillé et sa manipulation est mal commode, sans qu'il résulte de ce procédé un gain sensible de temps.

Procédés de collage

La mise en oeuvre d'un adhésif pour fixer le cristal de Tellure sur son support en alumine a été l'un des points les plus critiques de la fabrication.

Un adhésif convenable devait en effet réunir les qualités suivants:

- aptitude à réaliser des joints fins d'épaisseur constante et sans bulles donc faible viscosité,
- durcissement sans retrait,
- bonne tenue aux températures cryogéniques et faible coefficient de dilatation linéaire,
- excellente résistance au cisaillement,
- insensibilité du joint durci :
    1) à l'humidité,
    2) aux acides minéraux forts,
    3) aux solvants organiques des types suivants :
        - alcools (bains de lavage)
        - solvants chlorés (dégraissage)
        - solvants benzéniques (résines photosensibles)
        - solvants phénoliques (bain de "stripping")
        - pyridine (électrolyte utilisé pour former l'oxyde des MOS)
- bon isolement électrique,
- autant que possible : prise rapide
  pas de cuisson ou cuisson à température modérée.

Ainsi, nous avons dû éliminer d'emblée les colles formées par des dissolutions cellulosiques ou des dissolutions de latex parce que trop vulnérables à l'action des produits chimiques. De plus, ces adhésifs sont souvent de médiocres isolants en haute fréquence.

Quelques essais ont été tentés pour souder le cristal sur la plaquette support à l'aide d'un gel de silicate de soude. Les chocs thermiques ou les cisaillements exercés pendant l'amincissement du cristal ont rapidement raison du joint.

Nous nous sommes tournés par la suite vers les systèmes de résines époxy. L'Araldite de qualité "grand public" a occasionné beaucoup de déceptions par sa mauvaise résistance à l'action répétée des solvants organiques, et sa tenue médiocre aux chocs thermiques. D'autre part, le résine non polymérisée est trop visqueuse et il est impossible de former un joint correct sans un large excès d'adhésif. Nous avons donc réalisé des joints en résine de qualité professionnelle à l'aide de l'association Araldite AY 103 + Durcisseur HY 951, relativement liquide. Le mélange s'effectue en additionnant 9 parties pondérales de durcisseur à 100 parties pondérales de résine, puis on provoque la polymérisation par un étuvage de 1 heure au moins à 100°C. Le joint obtenu est dur, supports très bien les chocs thermiques, mais résiste mal à l'action du "stripper" chaud et de la pyridine, occasionnant ainsi un pourcentage d'échecs élevé. Néanmoins, il a été possible de construire quelques échantillons à l'aide de cet adhésif.

En définitif notre choix s'est porté sur les résines cyanoacryliques, permettant de créer des assemblages très minces d'une grande résistance mécanique et chimique.

Nous avons utilisé l'Eastman 910 Adhesive, qui est essentiellement une solution de monomère méthyl-2-cyanoacrylate stabilisée par une addition de 10% de plastifiant. L'adhésif liquide se présente comme un liquide incolore de faible viscosité ($\sim$ 100 cp), légèrement trouble. La polymérisation à lieu

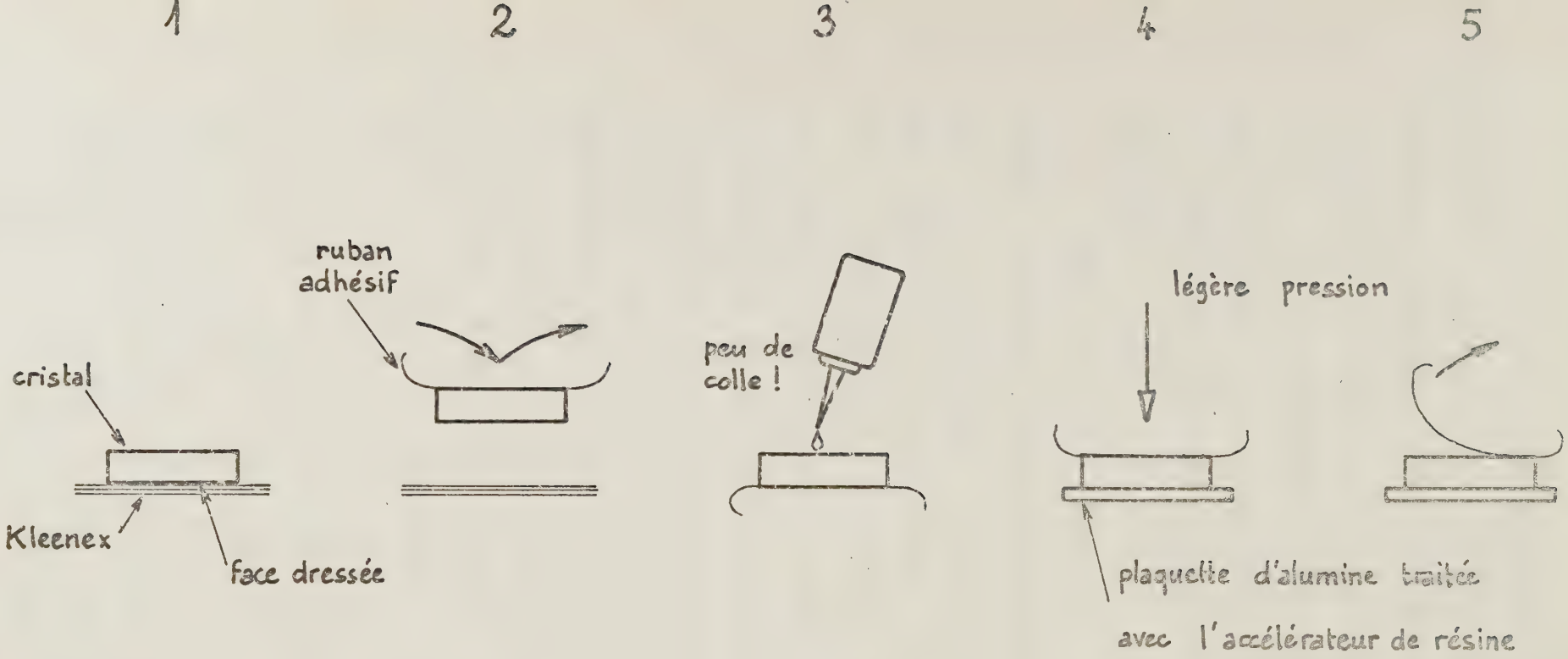


Fig. 18 _ Technique de fixation des cristaux

à température ambiante, sans intervention d'aucun durcisseur, dès que l'adhésif est réparti en couche mince (l'épaisseur typiquement préconisée est de 2/100mm).

Pratiquement nous procédons ainsi (voir schéma Fig.18) :

Le cristal est fixé sur un morceau de ruban cellulosique adhésif (Scotch ordinaire), la face polie destinée à l'assemblage restant libre ; on dépose sur un coin de l'échantillon une goutte d'Eastman 910, que l'on étale sur le cristal en inclinant celui-ci ; l'excès d'adhésif est ensuite absorbé avec un morceau de papier buvard, puis, en manipulant toujours le cristal à l'aide du ruban Scotch, on amène la face à coller sur la plaquette d'alumine.

Le joint prend après 30 secondes de contact maintenu (une légère pression du doigt suffit), et les échantillons sont manipulables au bout de dix minutes. La résistance maximale du joint d'obtient dans un délai de 24 heures.

Pour accélerer la prise et rendre uniformes les conditions de collage, nous avons par la suite utilisé un accélérateur de résine. On trempe avant collage la plaquette d'alumine dans une solution à 1% de phényléthanolamine dans du trichloréthane commercial (Baltane). Après évaporation, la plaquette est prête pour l'assemblage.

Les joints formés par l'Eastman 910 sont d'une résistance mécanique identique à celle de l'Araldite AY 103 (typiquement 1,9 kg/mm^2 au cisaillement). Bien que le fabricant n'en garantisse la solidité que jusqu'à - 65°C, nous avons constamment travaillé sans inconvénients à des températures inférieures (azote et hélium liquides). De même, les étuvages préquents et prolongés à 60°C n'ont nullement diminué l'adhésion entre le Tellure et son support en alumine.

L'Eastman 910 a montré une résistance aux solvants exceptionnelle. Un joint assemblé sans accélérateur et immergé pendant cinq minutes dans le "stripper" bouillant Shipley 77A + trichloréthylène, puis étuvé, reste manipulable après un séjour de 17 heures dans la pyridine.

L'action des autres solvants (eau, alcool, liquides benzéniques) est absolument négligeable.

Technologie MOS : oxydation du Tellure

Pour obtenir la couche d'oxyde, nous la faisons croître directement sur la surface du cristal de Tellure par un procédé électrolytique (Fig.19) mis au point dans le laboratoires de la C.S.F..

L'échantillon à oxyder, préalablement poli et attaqué chimiquement par le bain chromique, sert d'anode dans un électrolyte formé de pyridine

hydratée à 4%. La cathode, également en Tellure, est constituée par un cristal simplement décapé par attaque chimique. Les amenées de courant s'effectuent par des tiges de tungstène munies de clips en feuille de tantale (voir Photo). Pour éviter la présence d'ions Na^+ dans l'électrolyte, nous utilisons une cuve en quartz fondu. L'opération a lieu sous une tension constante de 90V, le courant initial étant de l'ordre de 0,3 mA/cm^2. Au bout d'une heure, nous obtenons une couche d'oxyde de 2000 Å environ.

Les résultats obtenus par cette méthode sont sensiblement constants. malheureusement il est impossible d'éviter ainsi l'absorption par l'oxyde de radicaux chimiques indésirables (essentiellement OH^-) provenant de l'électrolyte. Il semblerait que l'on introduise ainsi de nombreux états de surface à l'interface Tellure-oxyde.

Dans le but d'obtenir une croissance d'oxyde "à sec", nous avons tenté une oxydation anodique dans un plasma d'oxygène, sous une pression de 0,1 torr, et sous un champ électrique continu de 300 V/cm. L'oxyde ainsi formé est généralement de mauvaise qualité ; un examen au microscope révèle de nombreuses craquelures et une planéité médiocre. Un recuit même prolongé n'élimine pas ces défauts. C'est pourquoi nous n'avons pas réalisé de dispositifs MOS suivant ce procédé.

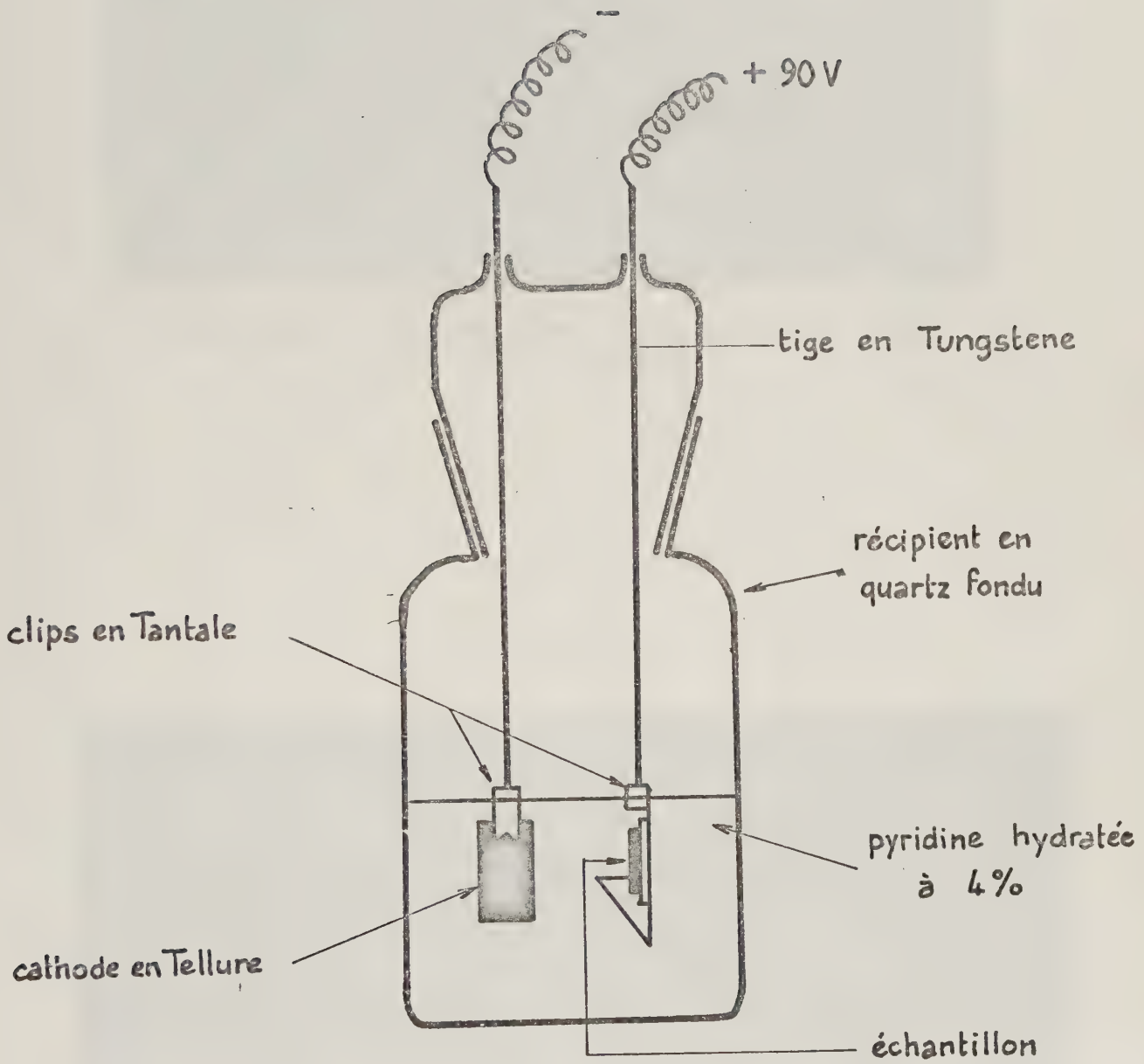
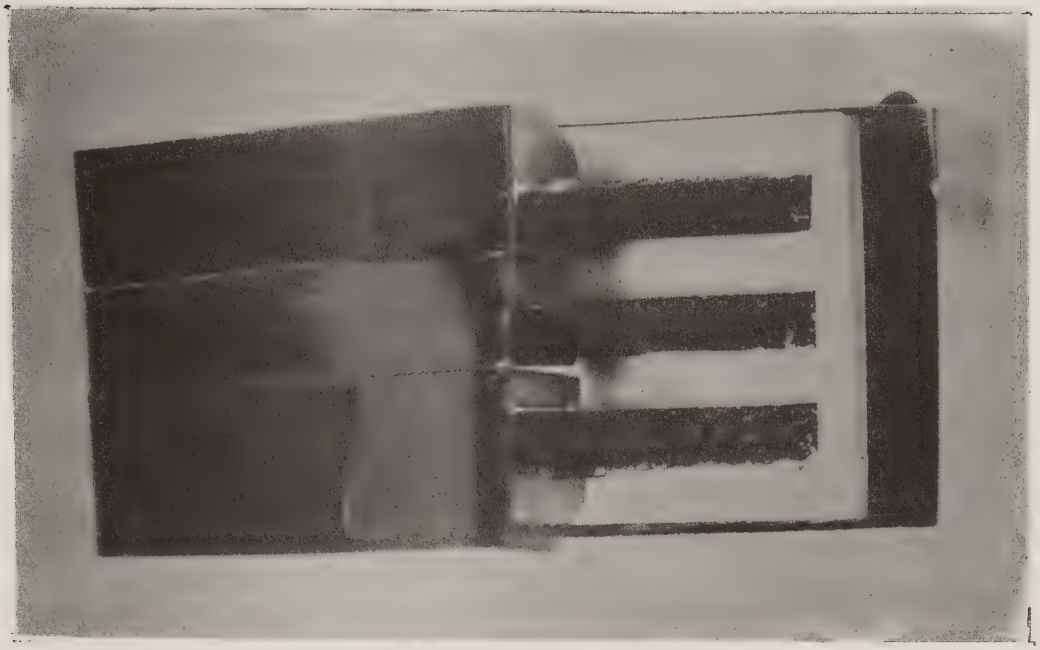


Fig. 19 - Oxydation anodique des échantillons M.O.S.



Echantillon de type MOS monté sur son support en tantale
pour l'oxydation anodique

Echantillon de type MOS terminé

Lors du traitement électrolytique, l'échantillon est oxydé sur toute sa surface. Il est donc nécessaire par la suite de dégager la surface semiconductrice pour permettre l'implantation aux extrémités du barreau des électrodes de conduction. On enlève très simplement l'oxyde en excès à l'aide d'un pinceau fin trempé dans une solution très diluée d'acide chlorhydrique pur ; une seule passe est généralement suffisante. Pour éviter que les vapeurs d'acide ne viennent détériorer la couche d'oxyde aux endroits où elle doit subsister, on peut les chasser en plaçant l'échantillon sous jet d'azote pendant l'opération.

Nettoyage des cristaux

Au cours de leur traitement, les cristaux sont fréquemment en contact avec des agents souillants, tels que l'huile utilisée comme véhicule d'abrasif pour la scie à fil, la cire fixant les échantillons au polissage, les solvants benzéniques du système de résine photosensible, ou simplement les doigts de l'opérateur.

La plupart du temps nous utilisons comme dégraissant du Baltane Péchiney, c'est-à-dire du trichloréthane 1-1-1 stabilisé. Ce corps est un excellent dégraissant, mais sa manipulation répétée n'est pas toujours agréable et il peut d'autre part endommager à la longue le joint adhésif entre le Tellure et le support en alumine.

Nous avons donc également utilisé des agents tensioactifs à pH neutre le Neutra-Clean 68 de Shipley et la RBS 25 de T.C.S. Ces produits, employés à température modérée et étendus d'eau, procurent une bonne propreté des surfaces cristallines. Un rinçage à l'eau désionisée complète avantageusement le traitement.

L'emploi de l'alcool éthylique absolu est réservé au rinçage final après dégraissage au Baltane, ou au séchage accéléré des échantillons.

Il est déconseillé de procéder à un nettoyage quelconque des cristaux ayant subi une oxydation anodique. Le seul moyen d'éliminer les traces d'électrolyte ou d'acide consiste en un étuvage prolongé, suivi du stockage des échantillons sous vide primaire.

Fig_20 Dénomination des électrodes

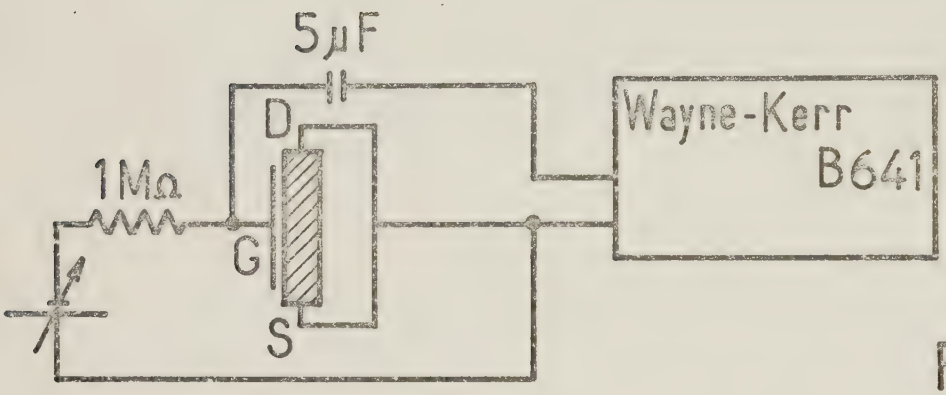


Fig_21

Mesure de la capacité point par point

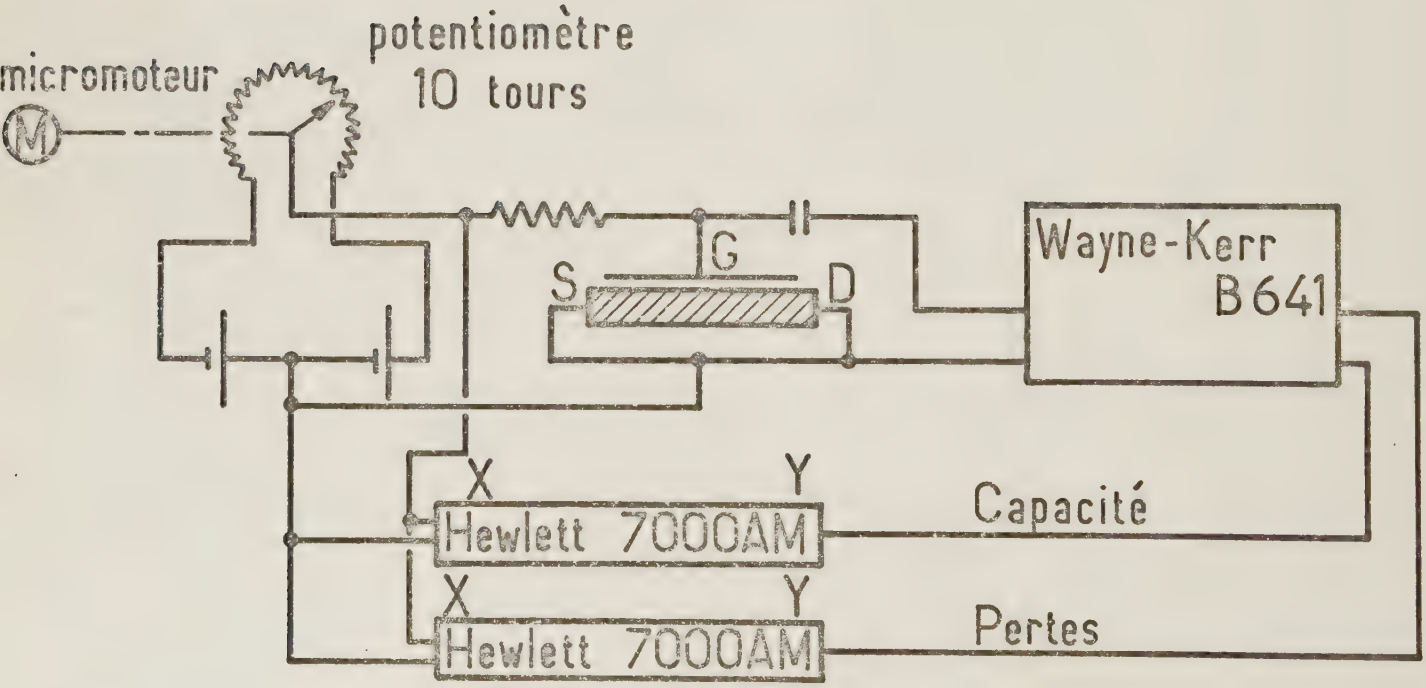


Fig_22 Mesure automatique de la capacité et des pertes

TECHNIQUES DE MESURE

Conformément aux conventions habituelles pour les dispositifs à effet de champ, nous appellerons source et drain les électrodes de conduction implantées sur le cristal de Tellure, et porte l'électrode de polarisation (Fig.20). Du point de vue technologique, source et drain sont en principe interchangeables sur les échantillons que nous avons construits, ce qui ne serait pas le cas sur un grand nombre de transistors à effet de champ commercialisés.

La plupart du temps, nous avons appelé source l'électrode servant de référence pour définir la polarisation de porte. Cette électrode est celle dont le potentiel est le plus proche de la masse, si un point du circuit de mesure est effectivement relié à la masse. Lorsque des charges résistives non-symétriques existent dans le circuit, elles sont généralement placées du côté drain.

Les mesures que nous avons effectuées ont visé essentiellement à déterminer, pour un même échantillon :

1) La capacité de porte C_{tot} en fonction de la polarisation V_g, source et drain étant en court-circuit.

2) La variation de conductance $\Delta G_{sd} = \Delta I_{sd}/V_{sd}$, en fonction de V_g.

3) La transconductance $g = dI_{sd}/dV_g$, en fonction de V_g.

Avant de décrire en détail l'exécution de ces trois types de mesures, nous allons examiner l'influence de la technologie des échantillons sur les moyens à mettre en oeuvre.

Nous avons vu que l'isolant employé dans la construction du dispositif à effet de champ pouvait être soit l'oxyde de Tellure, obtenu électrolytiquement, soit un film mince de polyester. Le premier type d'échantillon possède une capacité géométrique C_o élevée, typiquement 50000 pF/cm^2, tandis que le second ne présente qu'une capacité de 150 pF/cm^2.

Du point de vue expérimental, nous aurons donc les deux propriétés suivantes :

1) La capacité totale $C_{tot} = \frac{C_o \Gamma_B}{C_o + \Gamma_B}$ des échantillons polyester est pratiquement imposée par C_o, et les variations de Γ_B en fonction de la polarisation sont complètement masquées. Au contraire, le minimum de Γ_B étant du même ordre de grandeur que C_p dans les échantillons MOS, on enregistre aisément une variation de capacité sur ceux-ci.

2) L'obtention de champs électriques comparables à la surface du semiconducteur exigera des polarisations externes beaucoup plus fortes pour un dispositif polyester que pour une structure MOS. Typiquement, l'appauvrissement est obtenu pour une polarisation de quelques centaines de volts dans le premier cas, contre quelques volts seulement dans le second.

Mesures de capacité

Nous avons effectué la plupart des mesures à l'aide d'un pont d'impédances auto-équilibré, Wayne-Kerr B641. La précision relative de l'appareil est de l'ordre de 10^{-4}, ce qui nous a permis, sur la gamme choisie, de déterminer les capacités à 1 pF près.

Le signal de mesure appliqué à l'échantillon est de 100 mV, et de fréquence 1592 Hz, correspondant à une pulsation $\omega = 10000$ rad-s^{-1}. L'ensemble du montage est entièrement flottant, afin d'éliminer l'influence des capacités de câbles.

Nous indiquons le schéma de mesure fondamental sur la Fig. 21 . On isole le pont de la source de polarisation continue par un condensateur chimique de forte capacité (5 µF) et une résistance de protection d'environ 1 MΩ.

On obtient une polarisation variable grâce à un diviseur potentiométrique alimenté par une batterie de piles. Dans certains cas, nous avons commandé le potentiomètre par un micromoteur pour réaliser un enregistrement

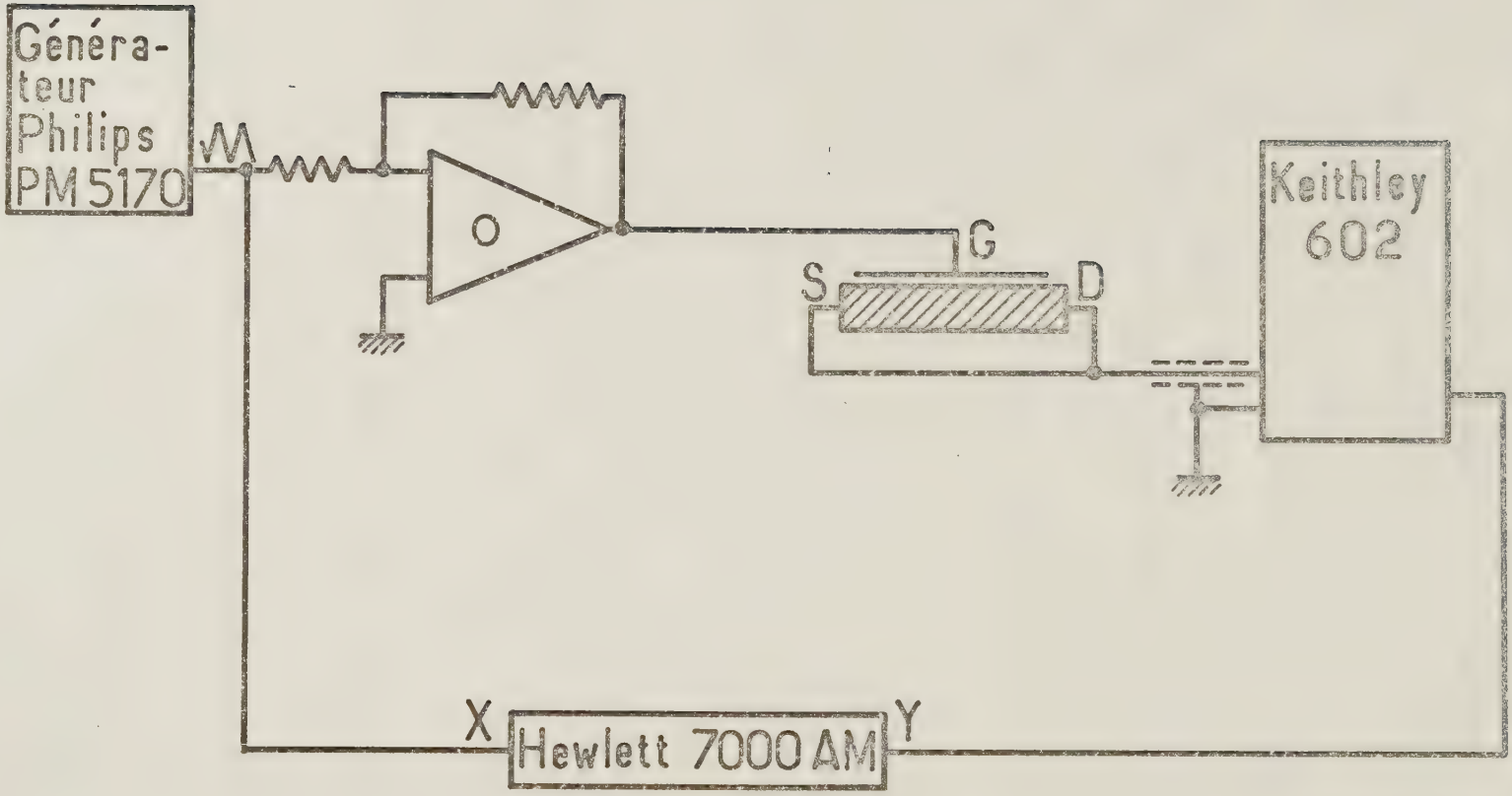


Fig_23 Mesure du courant de charge d'une structure MOS

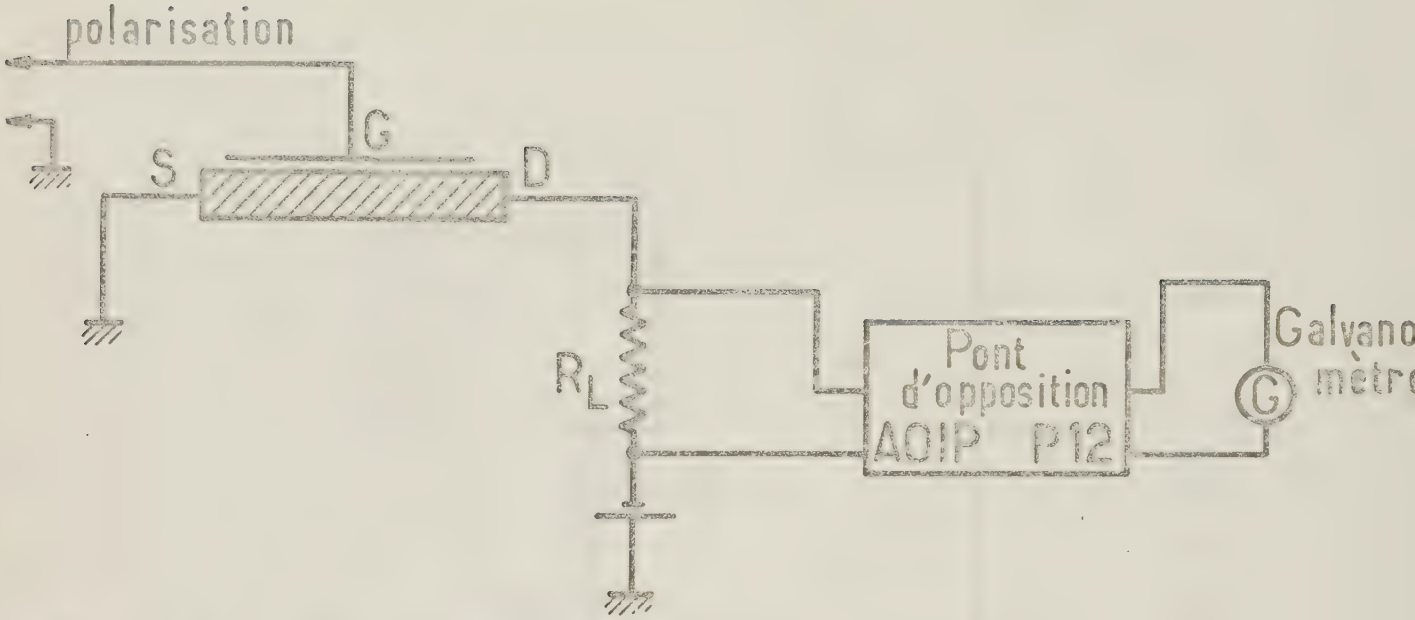


Fig_24 Mesure de la conductance statique

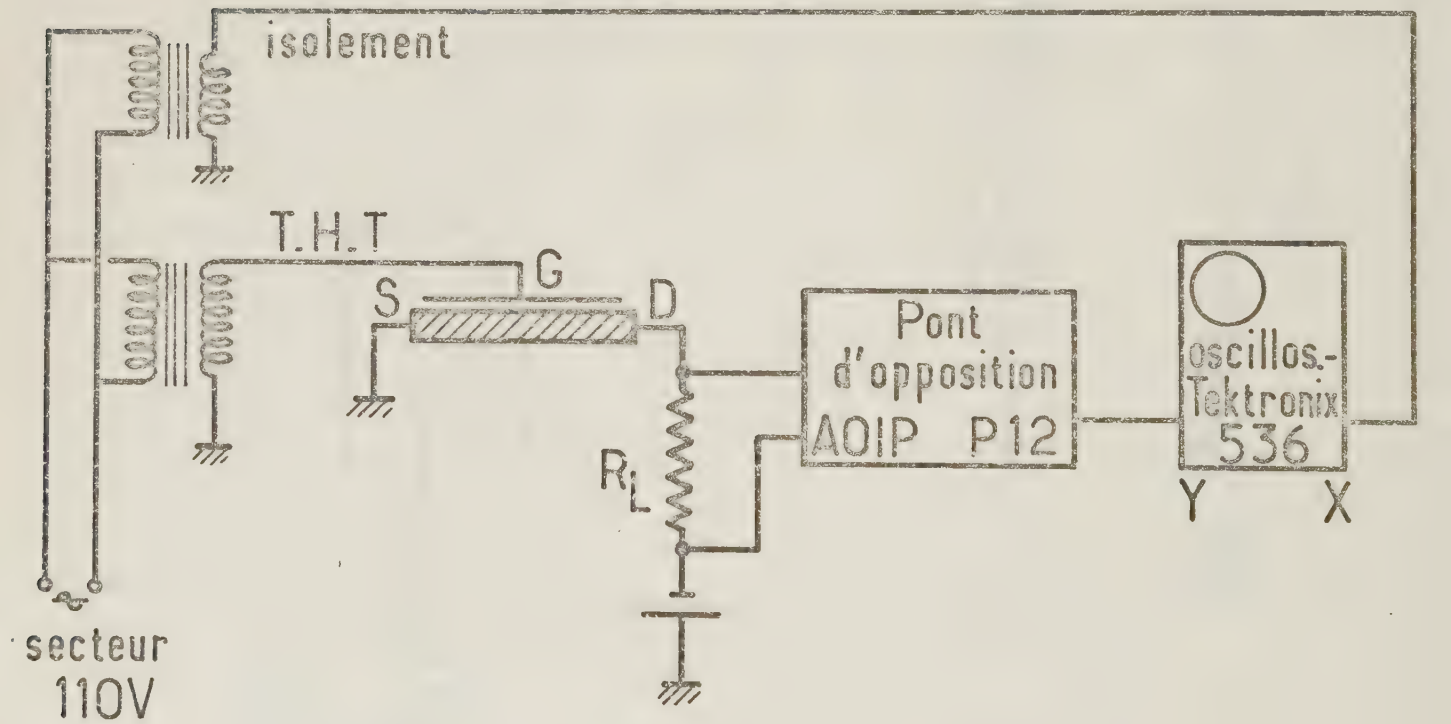


Fig_25 Mesure de la conductance à 50 Hz

automatique. La courbe $C_{tot}(V_g)$ est alors tracée sur une table X-Y Hewlett-Packard 7000 AM, branchée directement à la sortie analogique du pont d'impédances. Le Wayne-Kerr B641 mesurant également les pertes dynamiques, on peut enregistrer celles-ci de manière analogue en fonction de V_g (Fig. 22). Ce type de mesure étant destiné aux dispositifs MOS, sur lesquels les états de surface lents sont très importants, nous utilisons un micromoteur à rotation très lente pour maintenir l'échantillon dans des conditions quasi-équilibre : typiquement la variation de polarisation est effectuée à une vitesse d'environ 2V/mn.

Il est également intéressant d'essayer de déterminer la capacité des échantillons en mesurant le courant de charge provoqué par l'application d'une rampe de tension très lente. Le principe de cette technique est donné par la Fig. 23 . La rampe de tension est obtenue par un générateur de fonctions Philips PM 5170, puis amplifiée par un amplificateur opérationnel (tiroir O Tektronix). Le PM 5170 sert également à piloter la table traçante dont l'impédance d'entrée ne se trouve pas ainsi en parallèle sur l'échantillon. On mesure alors le courant de charge à l'aide d'un appareil Keithley 602 utilisé en picoampèremètre.

Mesures de conductance

L'effet recherché étant assez faible, on a intérêt à faire appel à une technique différentielle pour cette mesure.

Nous avons donc mesuré la conductance de l'échantillon en insérant dans le circuit de drain une charge résistive, aux bornes de laquelle est branché un pont d'opposition (AOIP modèle P 12). On contrôle l'équilibre du pont à l'aide d'un galvanomètre de zéro (Fig.24). Cet appareillage permet d'obtenir un tracé point par point de la conductance en ajustant la polarisatio manuellement. Cette dernière est obtenue comme précédémment à l'aide d'une batterie de piles pour les MOS. Les échantillons isolés au polyester

exigeant des polarisations extrêmement élevées, nous avons utilisé alors une alimentation haute tension Sodilec (3000V).

En remplaçant le galvanomètre par l'entrée Y d'une table traçante, et en appliquant entre source et porte une rampe de tension lente - d'une manière analogue à celle décrite pour la mesure du courant de charge - on peut tracer automatiquement pour les MOS la courbe $\Delta G(V_g)$. Le procédé s'étend immédiatement à l'étude des polarisations variant à fréquenc moyenne, en utilisant un oscilloscope cathodique au lieu d'une table traçante.

Dans le cas d'échantillons polyester, l'excursion de tension nécessai est de l'ordre de 4 kV, et nous ne disposions pas de l'équipement permettant de créer des rampes de tension de cette amplitude. Nous nous sommes donc contentés d'appliquer une polarisation sinusoïdale à 50 Hz, obtenue par l'inter médiaire d'un transformateur THT (Fig. 25).

Mesure de la transconductance

La détermination expérimentale de $dIsd/dV_g$ s'effectue en superposant à la polarisation continue V_g une tension sinusoïdale v_r de faible amplitude et en mesurant la modulation résultante du courant source-drain.

Le montage présenté Fig. 26 a été proposé par V.G.K. REDDI (30) pour l'étude de la transconductance de MOS implantés sur silicium. Ce schéma ne tient cependant pas compte de l'admittance importante que constitue la capacité de porte, capacité qui peut elle-même dépendre fortement de V_g. Les mesures préliminaires effectuées sur les MOS que nous avons fabriqués nous ont montré que dans ce cas le courant capacitif injecté dans le circuit source-drain était largement comparable, sinon supérieur, au courant modulé par effet de champ. Nous avons donc adopté la plupart du temps une technique préconisée par G.G.E. LOW (31) dont le principe est donné Fig. 27 . Dans ce montage, l'introduction d'une charge ohmique ajustable dans le circuit de source permet de symétriser le courant capacitif, dont la réjection est assurée par un amplificateur différentiel. On calibre le circuit en mettant l'alimentation B du courant continu hors circuit grâce au commutateur S_1 et

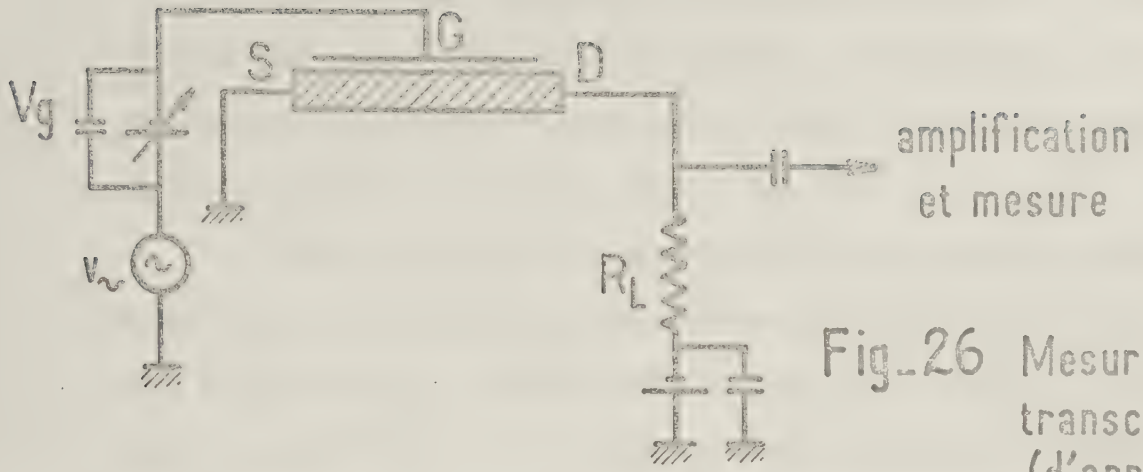


Fig_26 Mesure de la transconductance (d'après Reddi)

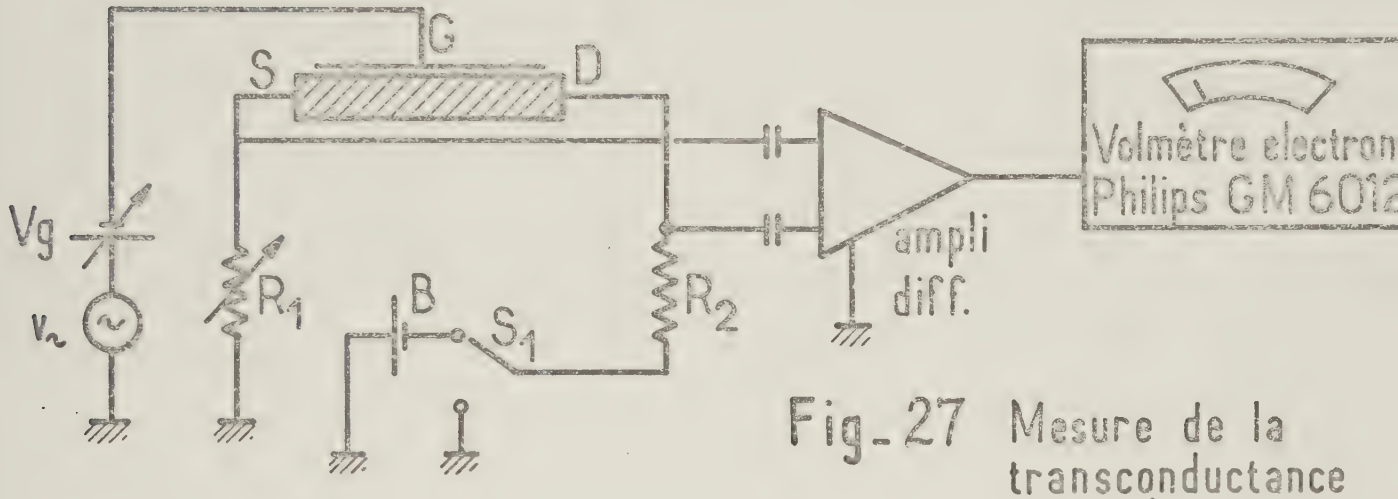


Fig_27 Mesure de la transconductance (d'après Low)

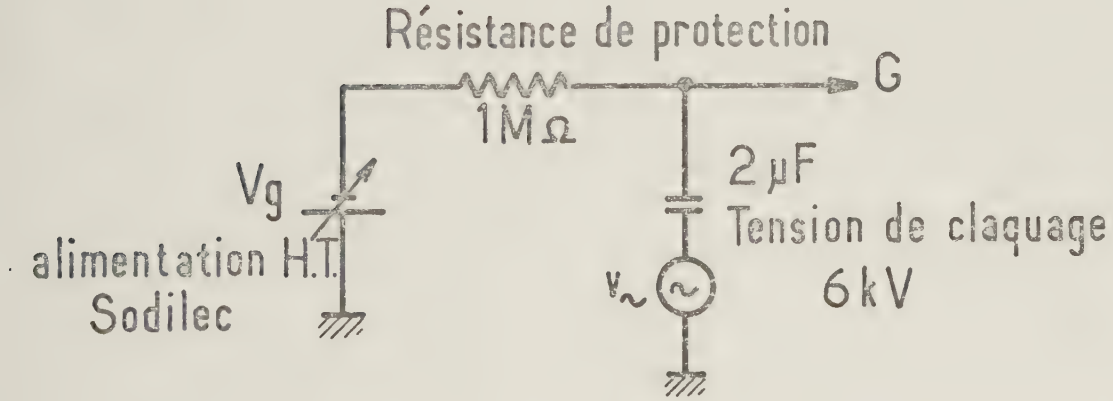


Fig_28 Modulation de porte (dispositifs isolés au polyester)

en réglant R_1 pour obtenir un signal minimal sur l'appareil de mesure VE.

Dans le cas de dispositifs à isolant polyester, la sécurité d'emploi des hautes tensions de polarisation continue exige que tous les générateurs du circuit de porte aient un point à la masse. Nous avons utilisé alors le système de modulation décrit Fig. 28 .

La source de tension altérnative était constituée pour l'étude des échantillons MOS par un générateur Salies 1112 ou Radiotechnique RTE 002, et pour les échantillons polyester par un générateur Wavetek 111 suivi d'un amplificateur Philips 5170. Dans les deux cas, la tension modulée a été mesurée après amplification sur un voltmètre électronique Philips GM 6012.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Ce chapitre est consacré à l'exposé et à l'analyse de nos résultats expérimentaux.

La plupart des mesures ont été effectuées à 77°K, les échantillons étant placés dans l'obscurité. Nous présentons en fin de chapitre les résultats de quelques mesures à 4,2°K.

Dans le Tellure utilisé, la concentration de trous était initialement de l'ordre de $10^{14} cm^{-3}$, avec une mobilité au moins égale à $3000 cm^2/V\text{-}s$ à 77°K. Il s'est avéré cependant que les mesures ne pouvaient être interprétées de manière cohérente que si l'on admettait une concentration de porteurs voisine de $10^{15} cm^{-3}$ et une mobilité variant de 300 à $3000 cm^2/V\text{-}s$. Une telle dégradation du semiconducteur s'explique aisément en raison des nombreuses opérations d'usinage conduisant du monocristal brut à l'échantillon prêt pour l'expérimentation. L'abrasion prolongée du semiconducteur y introduit en effet un nombre considérable de défauts (32) dont certains agissent comme centres accepteurs, et qui ne peuvent être éliminés par une attaque chimique. Les valeurs de la concentration de porteurs et de la mobilité indiquées ci-dessus ont d'ailleurs été confirmées par le dépouillement de l'effet Hall sur des plaquettes de Tellure prélevées dans le même monocristal et soumises aux mêmes traitements que les échantillons. Récemment, SILBERMANN a annoncé des valeurs du même ordre de grandeur pour la mobilité (33).

Structures MOS à 77°K

1) Capacités et pertes

Les Figures 29 et 30 représentent les variations de la capacité et des pertes d'une structure MOS sur Tellure pour un cycle complet de polarisation. Les courbes ont été obtenues par enregistrement au pont d'impédances Wayne-Kerr en régime quasi-statique, c'est-à-dire qu'entre chaque mesure on attend la disparition complète des dérives. Les limites

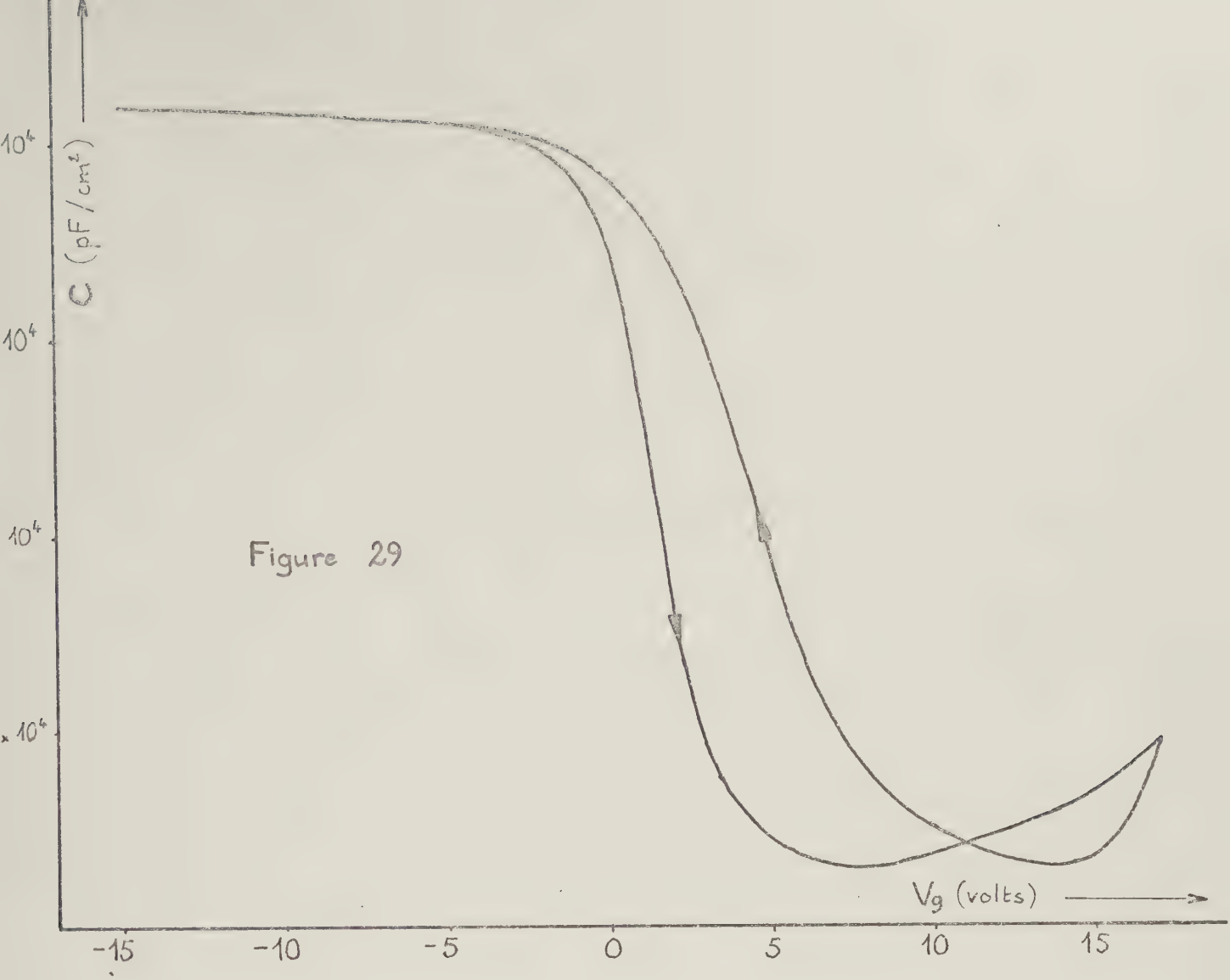


Figure 29

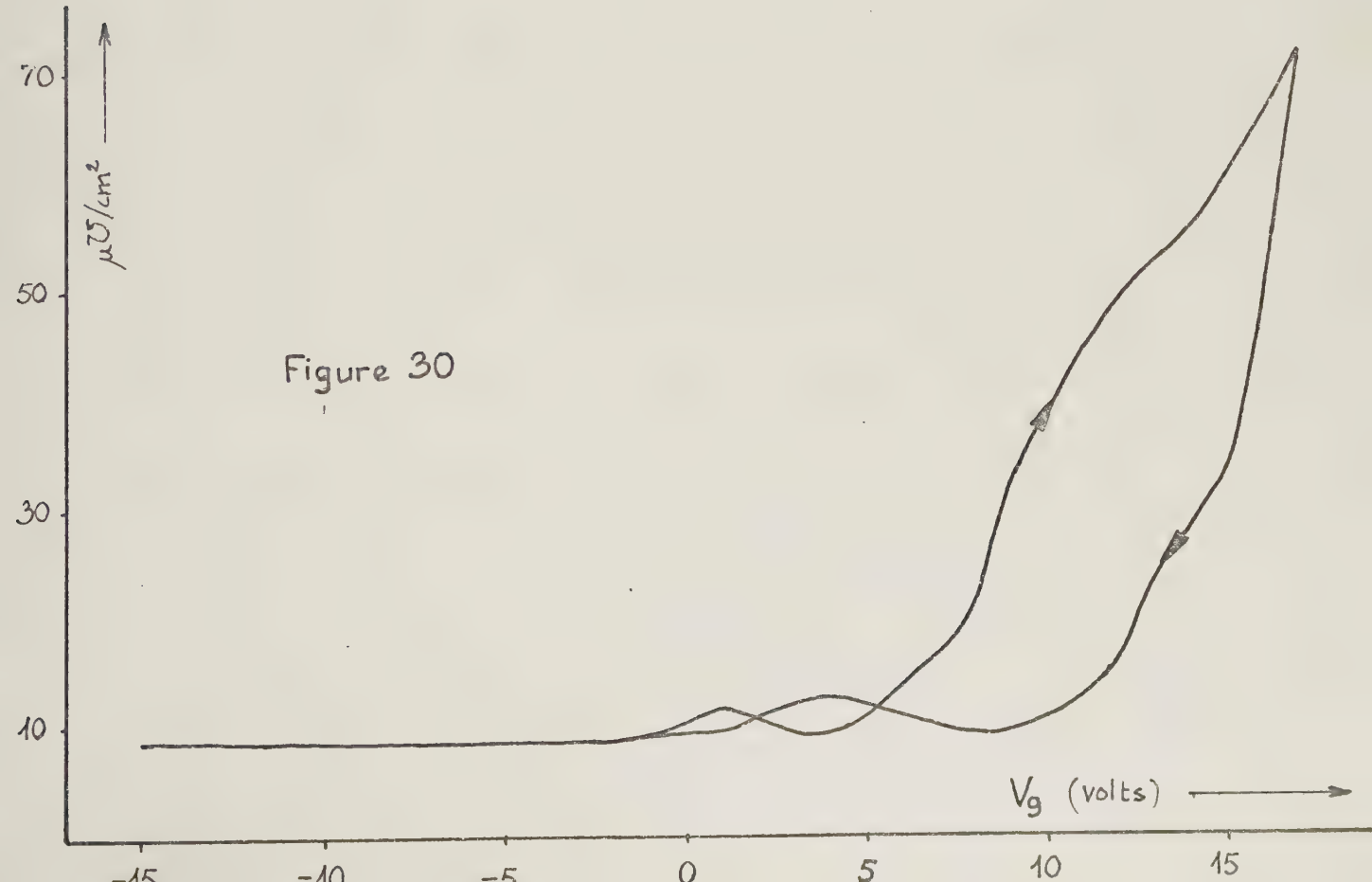
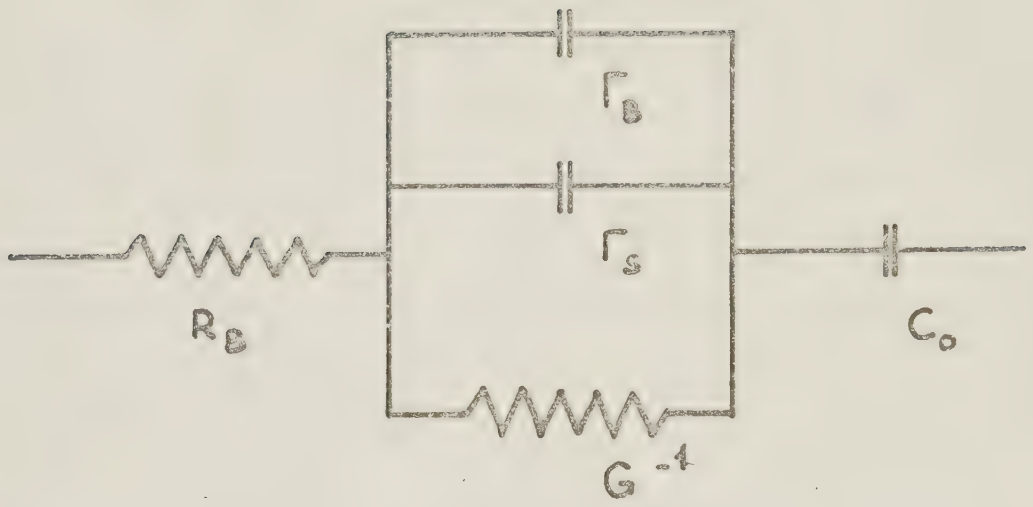


Figure 30



R_B résistance série du cristal

C_o capacité géométrique

Γ_B capacité de barrière

Γ_S capacité des états de surface rapides

G pertes dynamiques (déphasage des états rapides et des porteurs minoritaires)

Figure 31

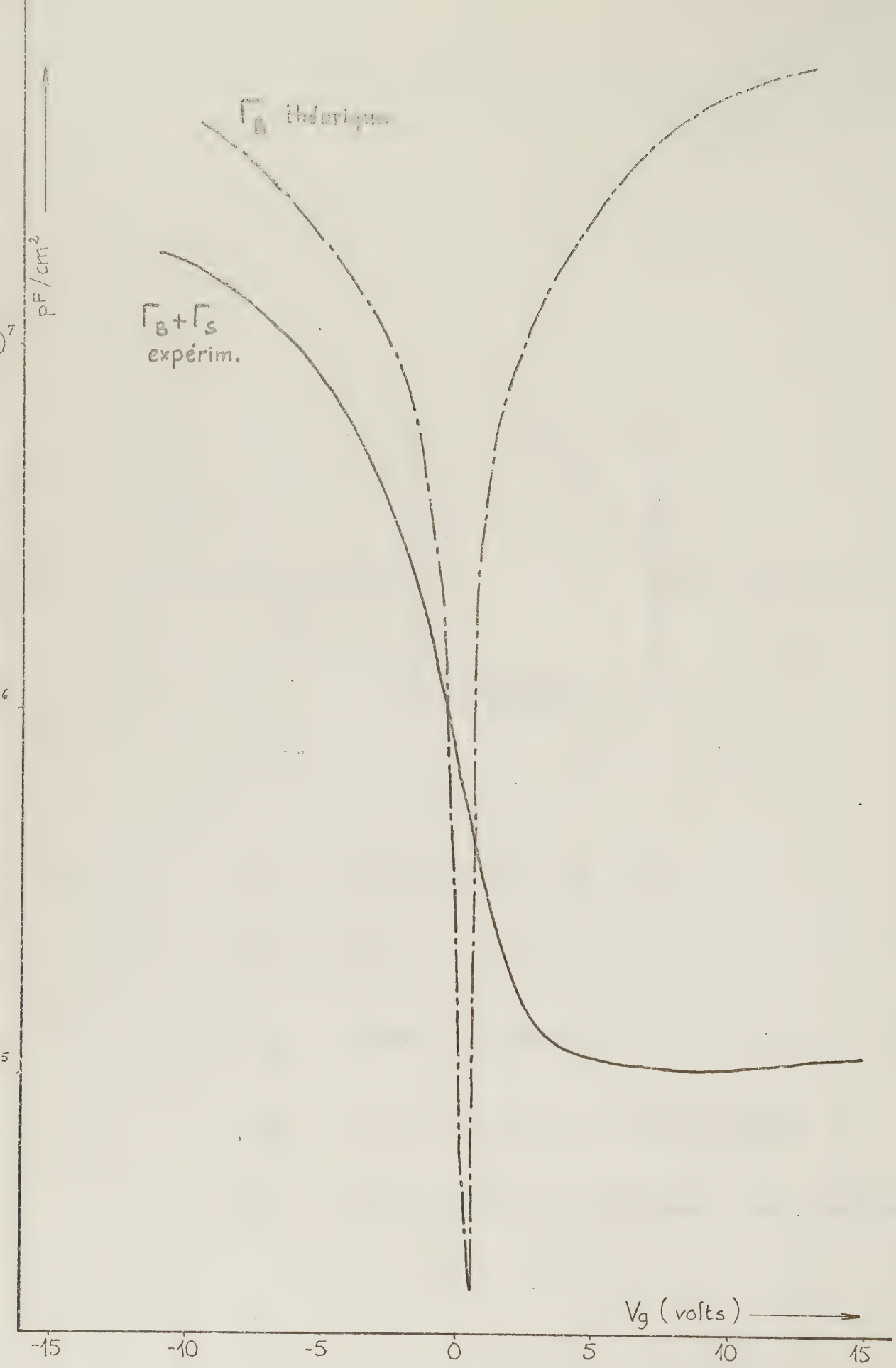

Γ_B théorique
$\Gamma_B + \Gamma_S$
expérim.
pF/cm²
V_g (volts)
-15
-10
-5
0
5
10
15

Figure 32

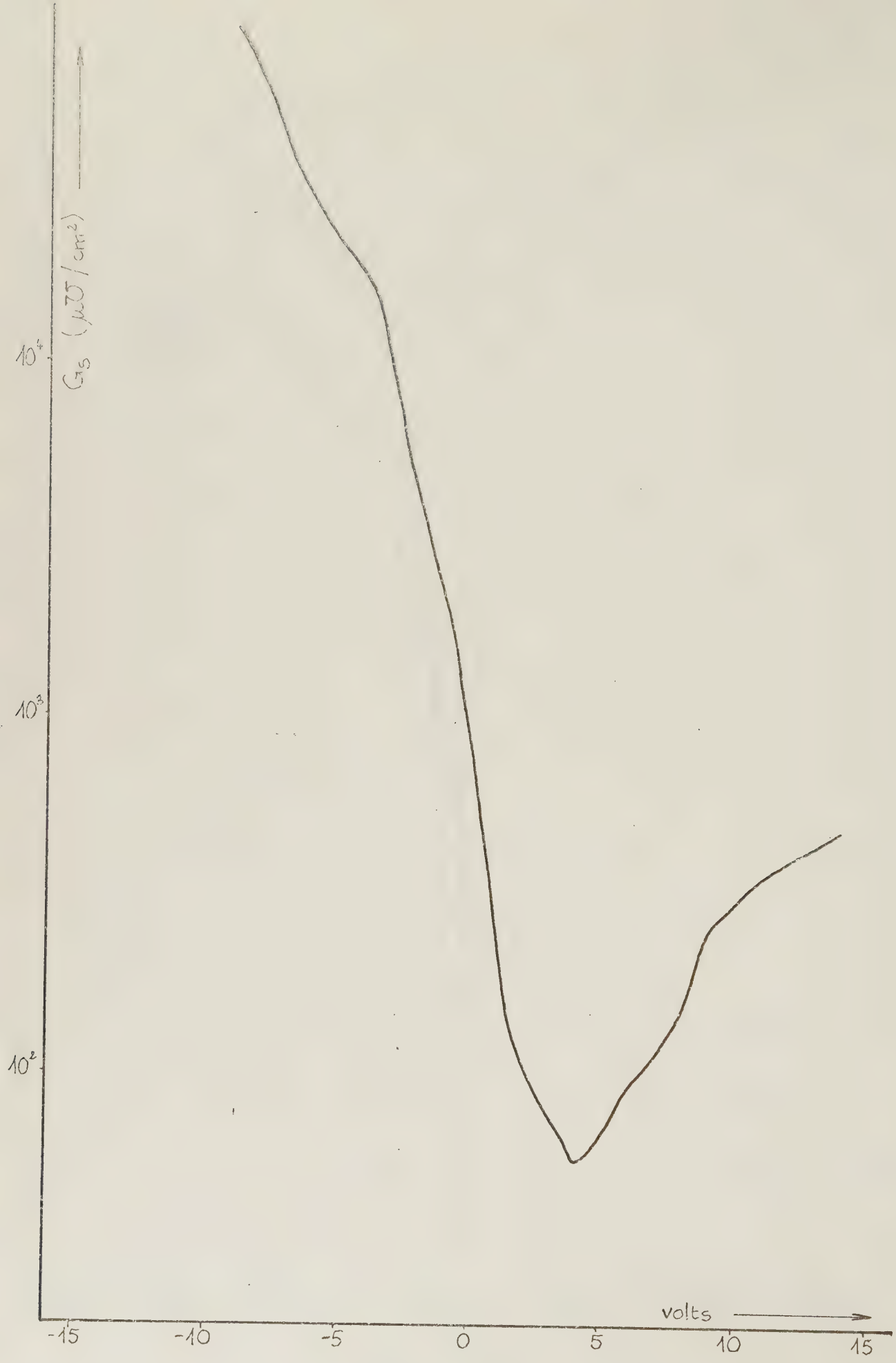


Figure 33

du cycle en tension sont imposées par la tenue diélectrique de l'oxyde.

Sur ces courbes, l'hystérésis est évidente et révèle une importante injection de charges du semiconducteur vers l'oxyde. On observe également un décalage de tension important par rapport aux prédictions théoriques. Ceci nous permet d'évaluer la densité moyenne d'états de surface à $N_S \simeq 10^{13} cm^{-2} eV^{-1}$. Dans le domaine d'inversion, on observe une très légère remontée de la capacité, qui reste cependant très proche du minimum.

Nous avons examiné jusqu'à présent les résultats bruts de la mesure au pont, qui nous fournit en fait les admittances parallèles en phase et en quadrature du schéma équivalent de la structure rappelé Fig. 31 , les quantités Γ_s et G_s décrivant l'admittance des états rapides dans les conditions de la mesure, c'est-à-dire de ceux dont la fréquence de coupure est supérieure à 1592 Hz. Le dépouillement donnant G_s et $\Gamma_B + \Gamma_S$ est immédiat si l'on connaît R_B et C_o . Nous avons obtenu R_B à partir des mesures de conductance (décrites ultérieurement) ; C_o se détermine aisément par la mesure de la capacité en accumulation forte, quand l'admittance de la barrière est suffisamment élevée pour être assimilée à un court-circuit.

Le résultat de cette analyse est donné sur les Fig. 32 et 33 , où il est clair que l'on ne peut pas conclure à une inversion franche de la surface. L'influence des états rapides est considérable, tant par le déphasage introduit que par la capacité Γ_S : au minimum de la courbe, celle-ci est de $7,3 \times 10^{-4}$ pF/cm^2, c'est-à-dire nettement plus que les $2,7 \times 10^{-4}$ pF/cm^2 fixés pour Γ_B par le calcul théorique. Ceci représente une contribution des états rapides à la densité d'états de surface de l'ordre de $5 \times 10^{11} cm^{-2} eV^{-1}$.

2) Conductance et transconductance

Les variations de la conductance et de la transconductance sont présentées Fig. 34 et Fig. 35.

Comme dans les mesures de capacité, nous observons ici un phénomène d'hystérésis. En passant de l'accumulation à l'appauvrissement, la conductance subit une décroissance très nette, mais la courbe se continue par un plateau dans le domaine des polarisations positives sans que l'on observe de remontée attribuable à l'apparition des porteurs minoritaires. Ce résultat est confirmé par l'examen de la courbe de transconductance qui ne présente aucun point d'annulation.

L'accord entre les deux types de mesures est très satisfaisant, la pente moyenne de 3,1 µU/V de la conductance en accumulation correspondant à la chute de transconductance de 1,21 µU entre accumulation et appauvrissement (la tension source-drain est de 0,4 V).

La pente pratiquement constante de la conductance en accumulation, ainsi que la valeur stationnaire de la transconductance, indiquent que la mobilité des trous en surface est invariante pour les polarisations négatives.

Un certain nombre d'échantillons présentent toutefois des caractéristiques correspondant à la courbe de la Fig. 36, où l'on constate une diminution de la mobilité de surface en forte accumulation. Cette chute de mobilité dépend de l'échantillon considéré.

Les valeurs obtenues pour la transconductance par la méthode de LOW ou par celle de REDDI sont absolument similaires (voir Techniques de Mesure). Nous n'avons pas constaté de dépendance en fréquence de 80 Hz à 5 kHz en employant le montage symétrisé de LOW. Avec la technique de REDDI, ce résultat n'est valable que jusque vers 1500 Hz, le courant capacitif devenant dominant à partir de cette fréquence.

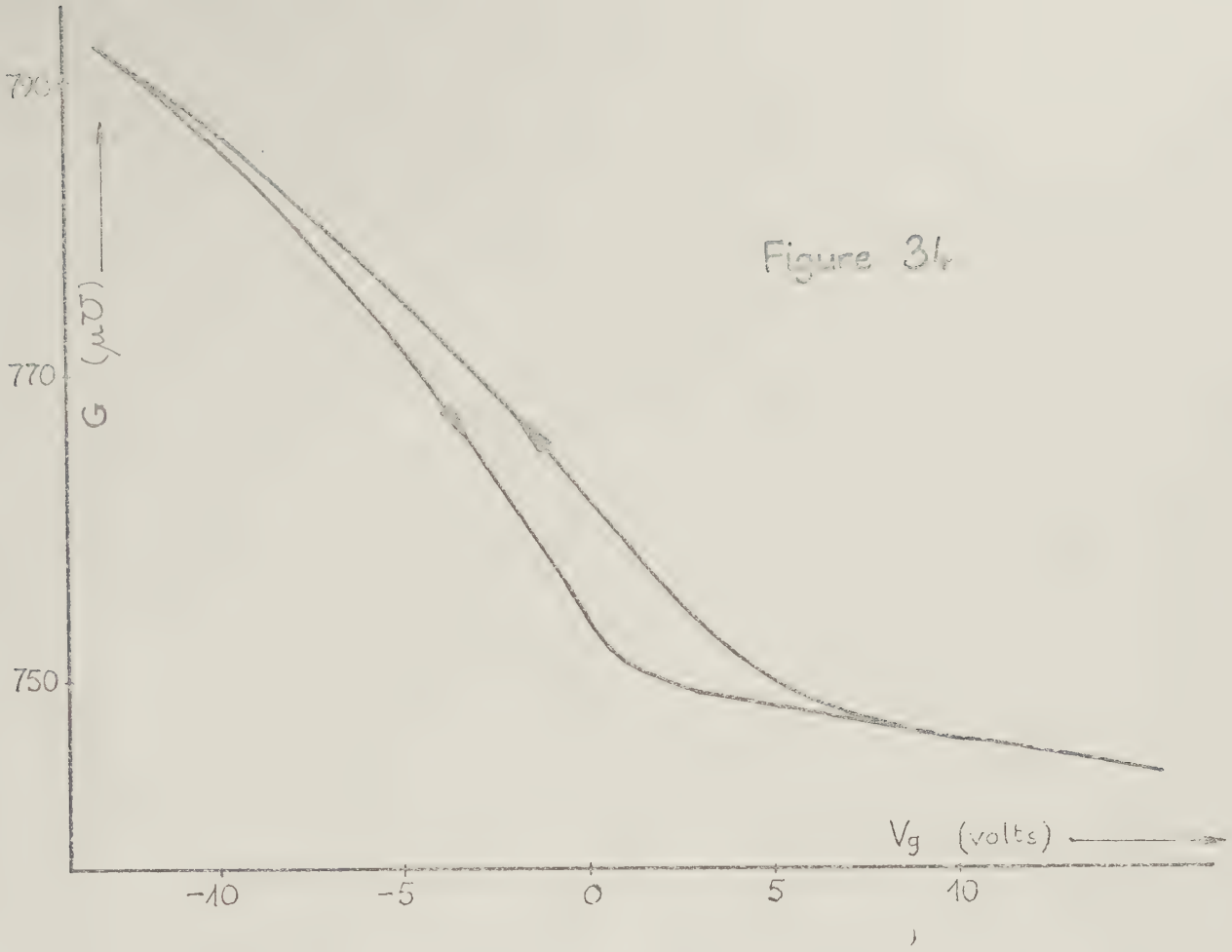


Figure 34

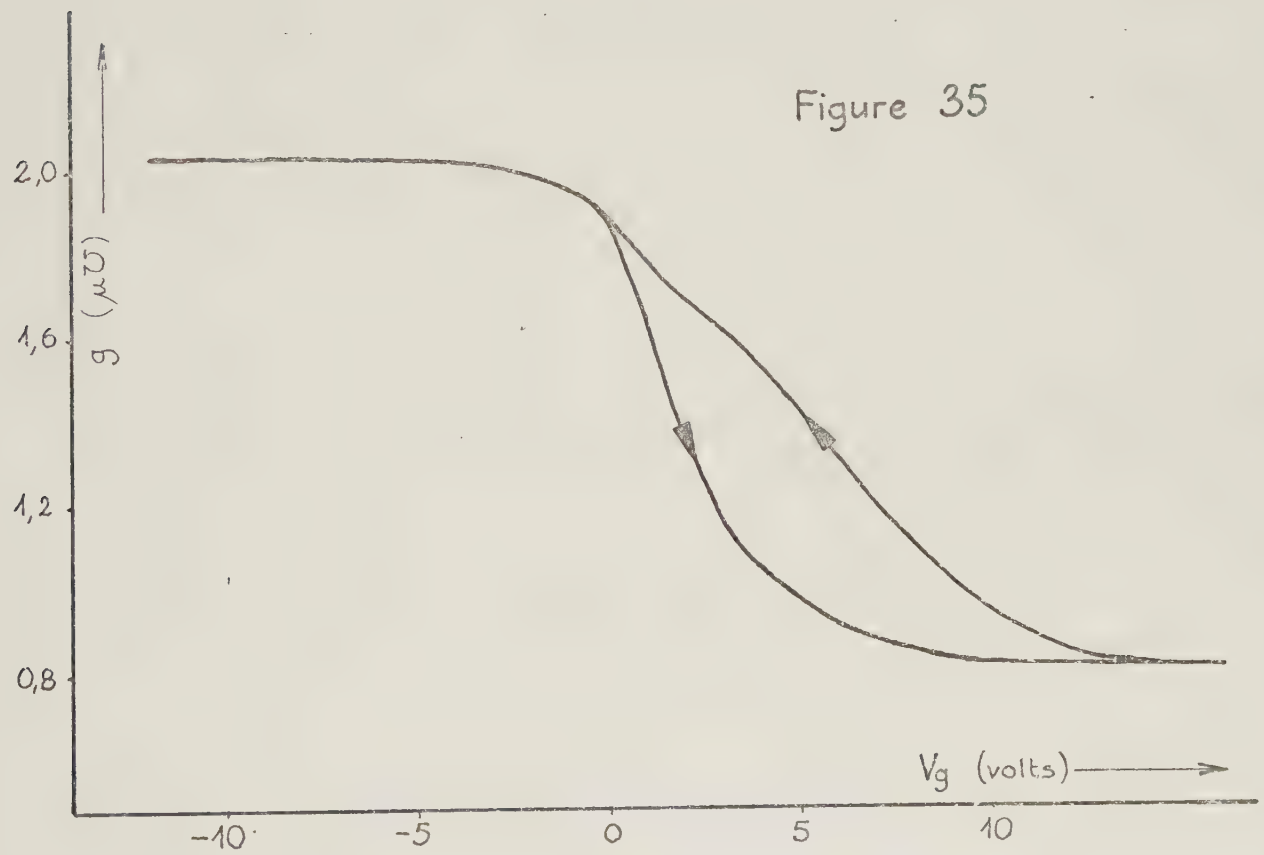


Figure 35

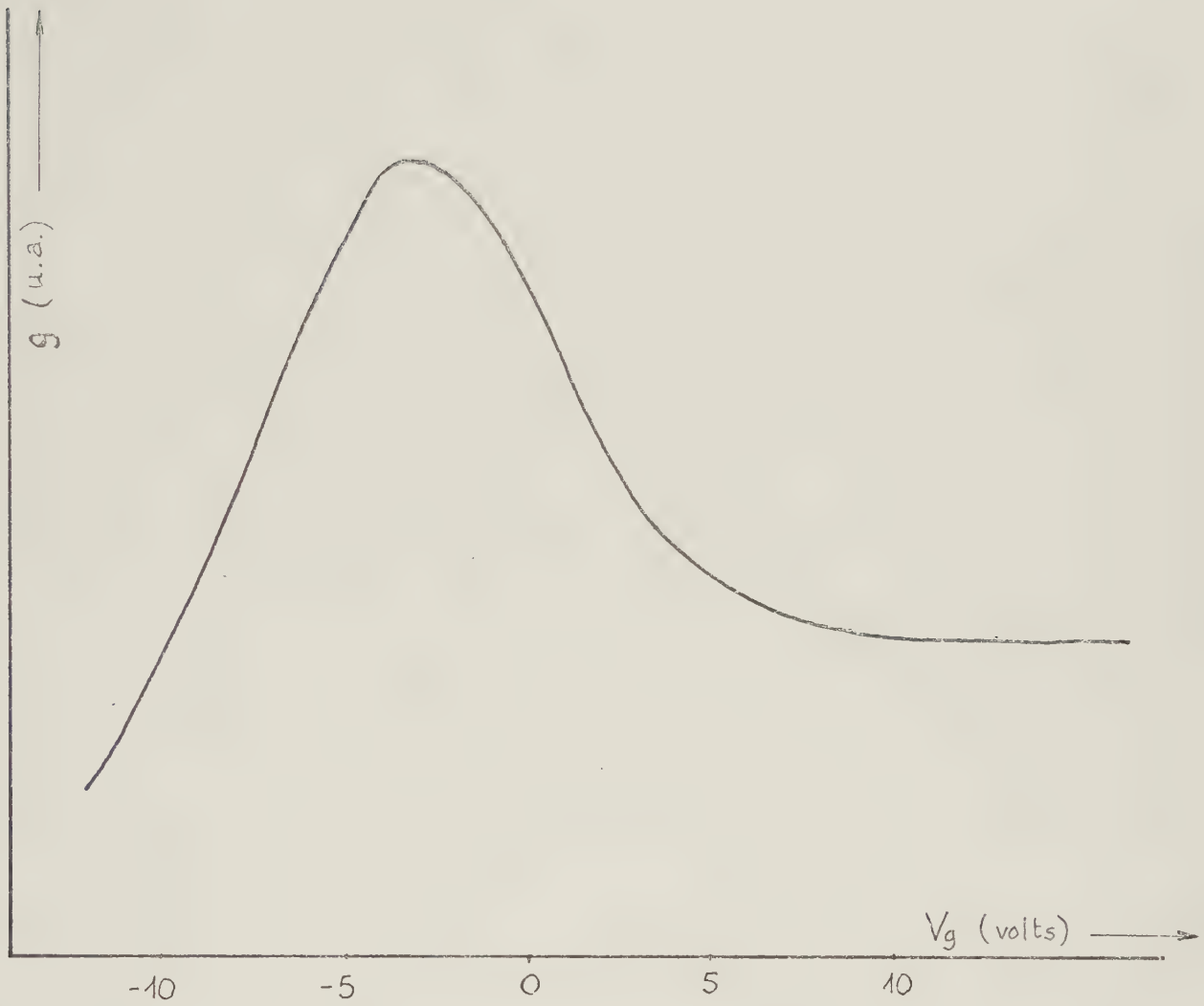


Figure 36

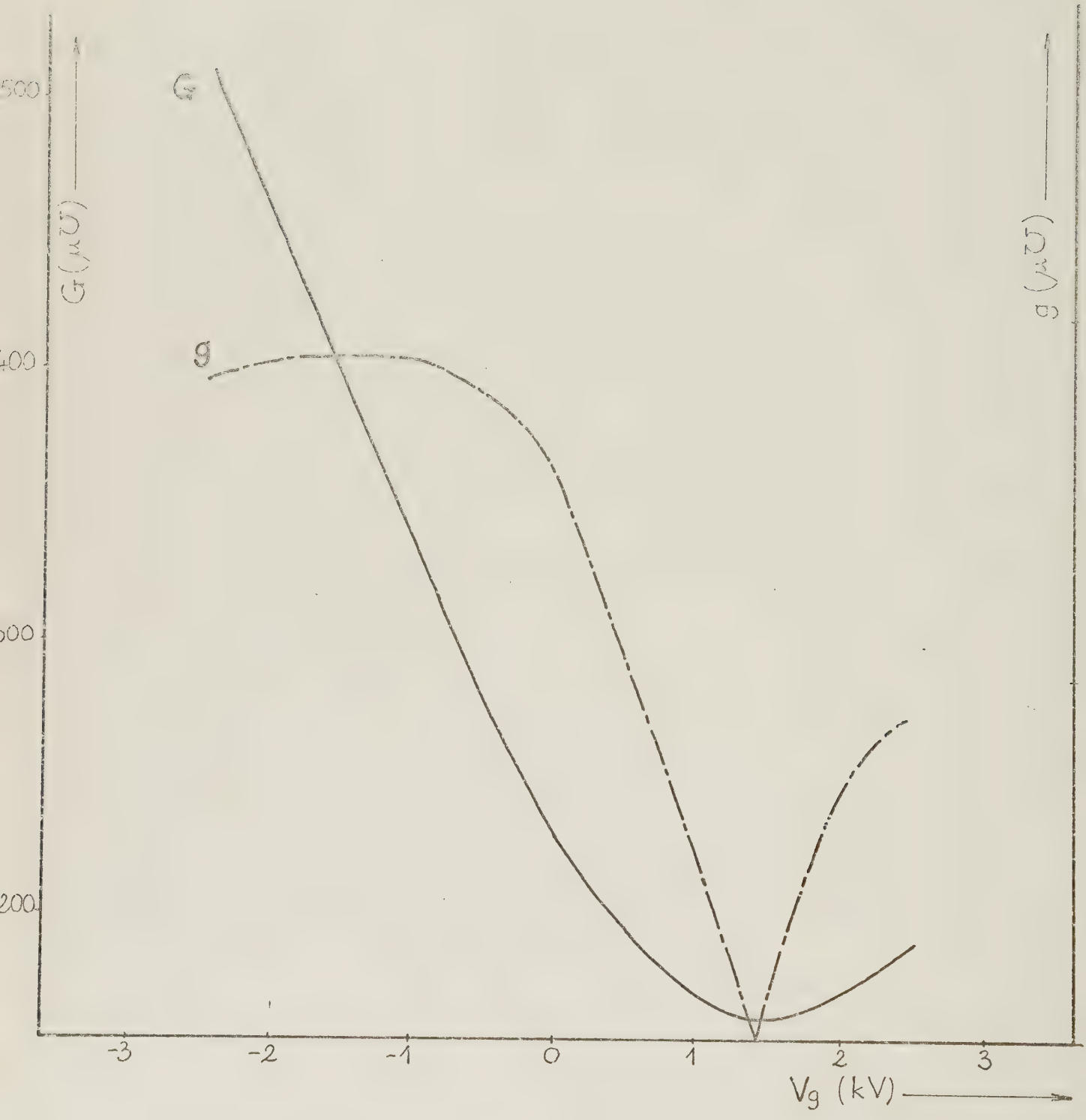


Figure 37

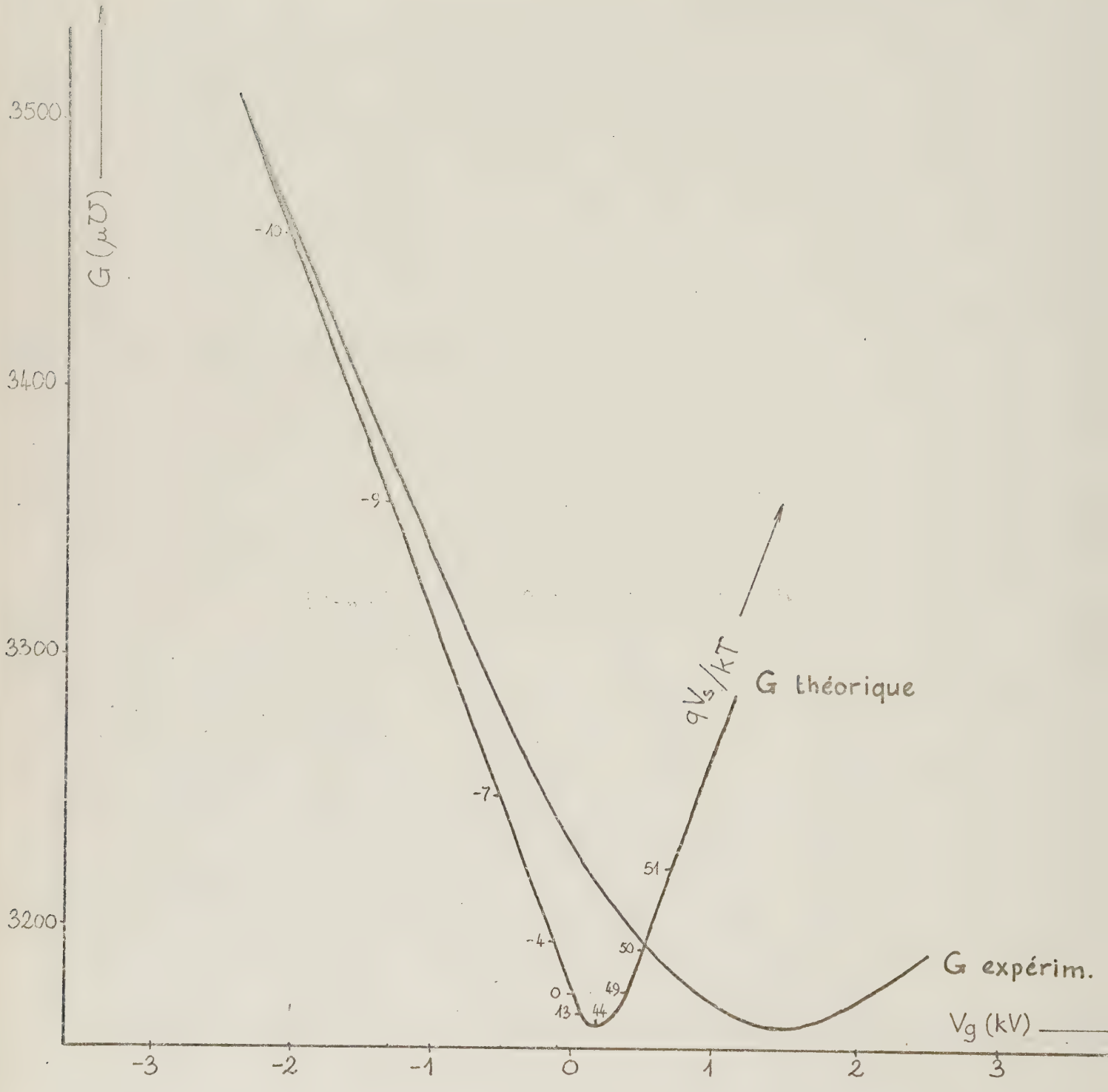

G (μ℧)
3500
3400
3300
3200
-10
-9
-7
-4
0
13
44
49
50
51
qVs/kT
G théorique
G expérim.
Vg (kV)
-3
-2
-1
0
1
2
3

Figure 38

Structures à isolant polyester à 77°K

Comme nous l'avons vu précédemment, ces dispositifs ne se prêtent pas à une étude de la capacité de barrière, en raison de leur capacité géométrique beaucoup trop faible. Nous avons donc étudié seulement les phénomènes de conductance.

Les variations de la conductance, et celles de la transconductance, en fonction de la polarisation sont représentées Fig. 37 . La conductance a été mesurée en régime quasi-statique ; pour la transconductance, les valeurs relevées restent pratiquement inchangées sur une plage de fréquence allant de quelques Hertz à plus de 1 kHz. On ne constate aucune hystérésis.

Ces résultats mettent nettement en évidence la possibilité d'inverser la surface du Tellure à 77°K : la conductance présente une remontée assez franche après un minimum que l'on peut situer de manière précise à 1,35 kV grâce à l'annulation de la transconductance. L'intégration de la courbe de transconductance restitue également la courbe de conductance avec un bon accord (la tension source-drain est de 2V). La pente est de 0,11 µU/V, voisine des 0,13 µU/V prévus par la théorie : on peut déduire que, dans le domaine de polarisation exploré, la mobilité de surface des trous reste très proche de la mobilité en volume.

Comme l'a montré BROWN (19), la détermination du minimum de conductance nous permet la comparaison avec la courbe théorique et le paramétrage en fonction de la hauteur de barrière. Ceci est représenté également sur la Fig. 38 .

On peut ainsi déterminer la distribution des états de surface (Fig.39). La densité moyenne est de $4 \times 10^{12} cm^{-2} eV^{-1}$; il existe à polarisation nulle une charge de $3,6 \times 10^{11}$ charges électroniques/cm^2 à l'interface semiconducteur-diélectrique, ce qui correspond à une surface fortement p^+.

Par rapport aux états de surface observés sur des structures MOS, ces valeurs sont assez faibles, en particulier la possibilité d'inversion en régime quasi-statique et l'absence d'hystérésis tant en conductance qu'en transconductance montrent nettement que les états très lents sont caractéristiques de l'oxyde anodique présent dans les structures MOS.

Nous avons également mesuré la conductance à 50 Hz. Le résultat de cette mesure est présenté, d'après un relevé à l'oscilloscope, sur la Fig. 40 . Les valeurs obtenues sont voisines de celles déterminées en régime quasi-statique. On observe en inversion la boucle d'hystérésis due au retard dans la génération des porteurs minoritaires. D'après la symétrie des pentes il semblerait que la mobilité des électrons soit très voisine de celle des trous.

Mesures à 4,2°K

Par suite de difficultés technologiques, il ne nous a pas été possible d'étudier en détail le comportement à 4,2°K des structures isolées au polyester ; on observe en effet des claquages diélectriques à partir de 600 V, nous avons donc seulement vérifié qualitativement l'existence de l'effet de champ.

Nous avons eu plus de succès dans la mise en oeuvre des dispositifs MOS. Les Fig. 41 et 42 montrent les variations de la capacité et des pertes d'une structure MOS par mesure au pont d'impédances. Il est impossible d'atteindre un régime de quasi-équilibre : on constate en effet des dérives appréciables pendant plusieurs dizaines de minutes pour certaines polarisations. Les courbes ont été obtenues en prenant une vitesse de balayage assez lente, de l'ordre de 40 mV/s (un cycle complet de polarisation peut durer une heure). La valeur non négligeable des pertes en accumulation est due à la résistance ohmique du cristal. On observe une remontée de la capacité à la valeur d'accumulation pour des valeurs suffisamment positives de la tension de porte

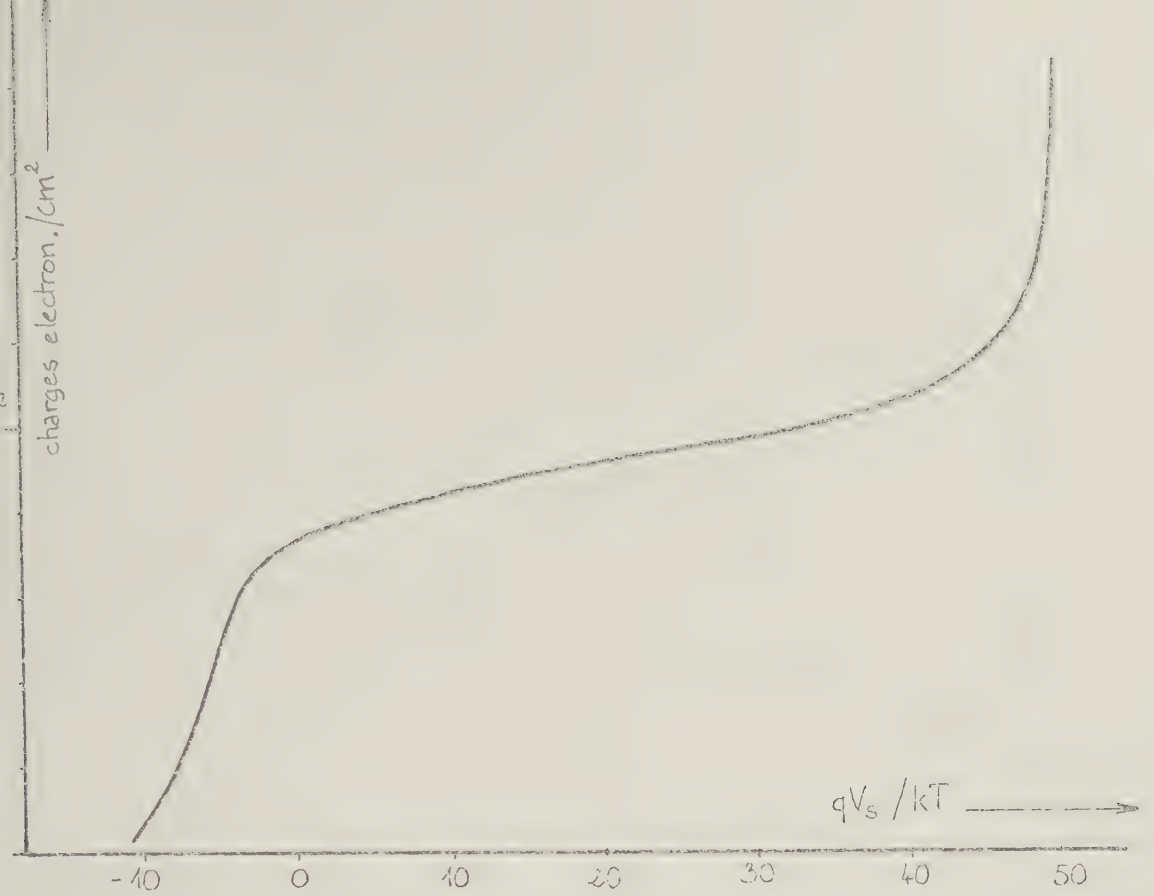


Figure 39

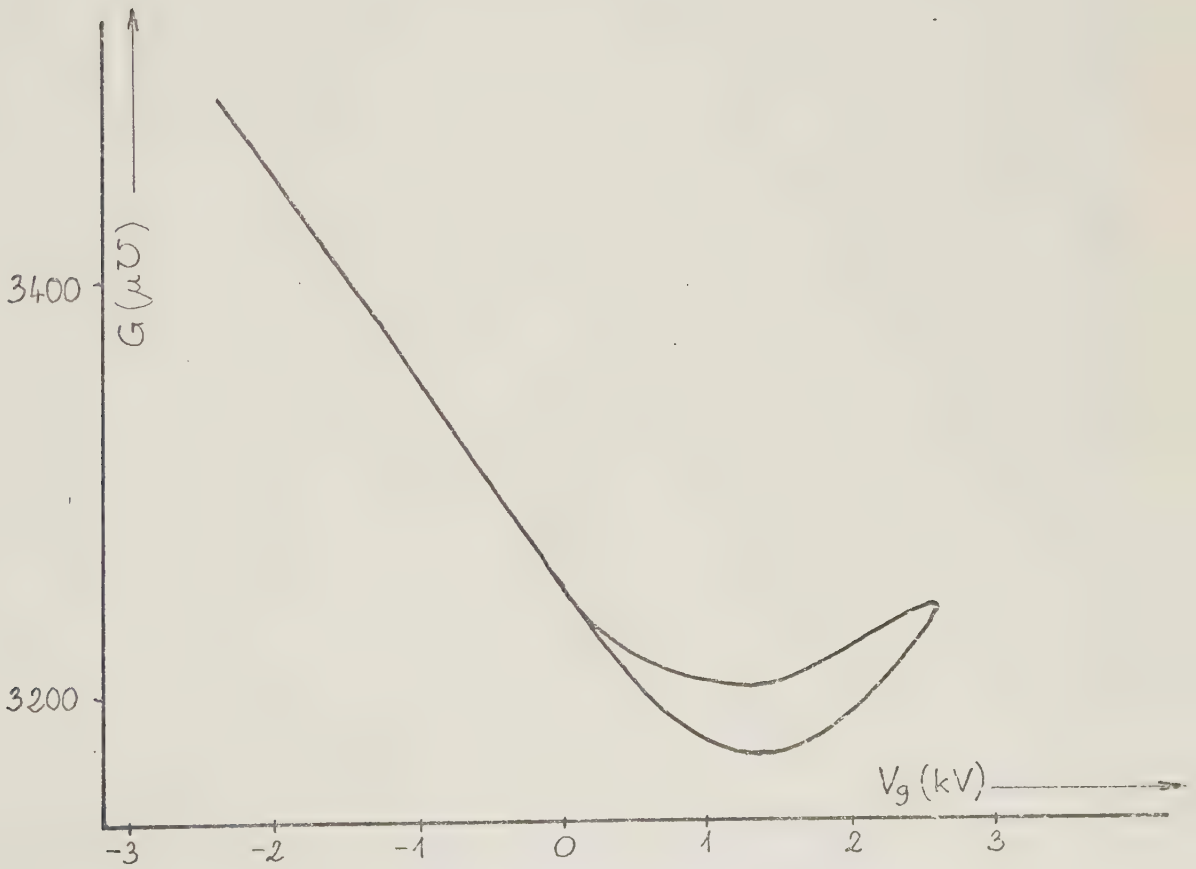


Figure 40

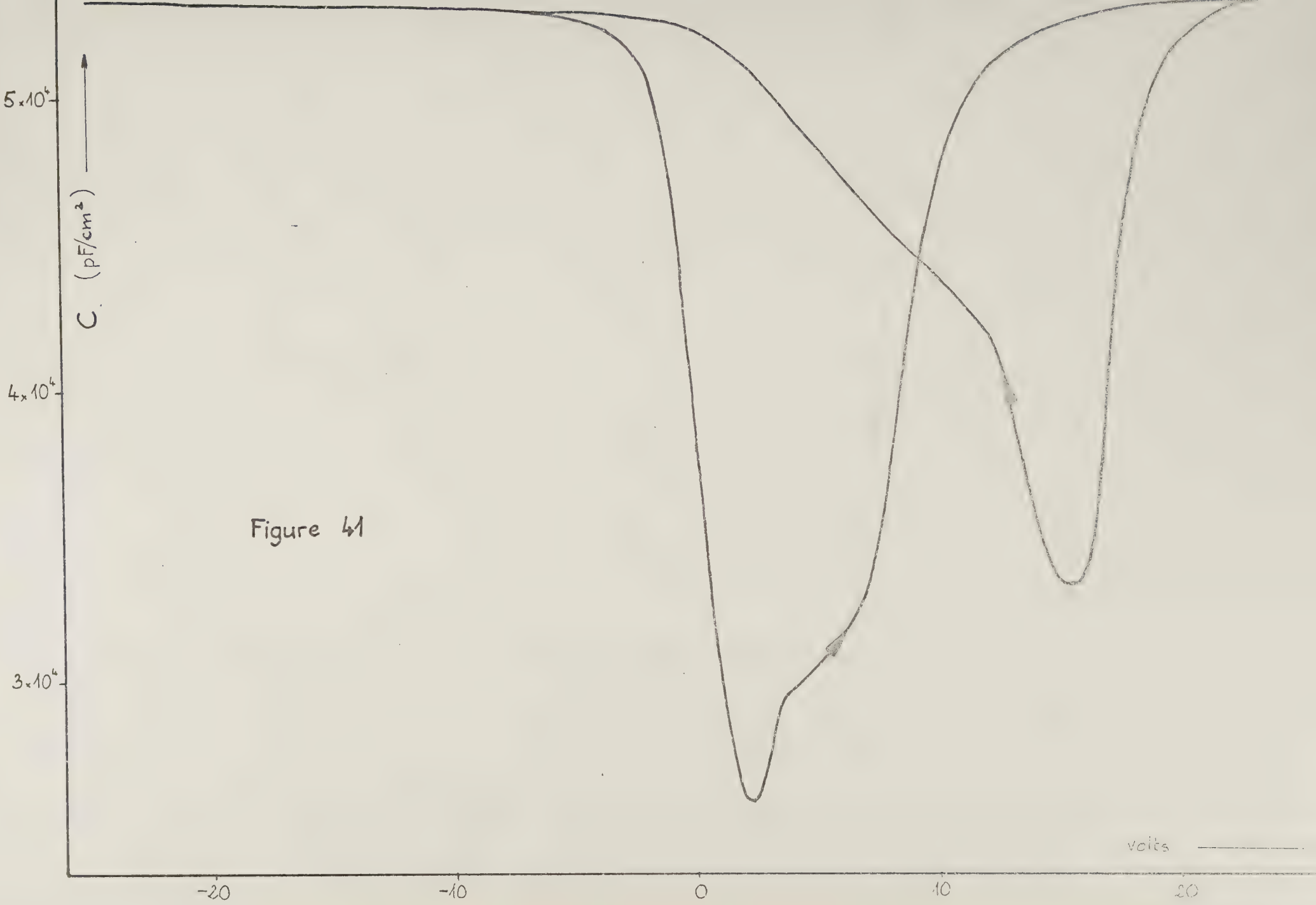


Figure 41

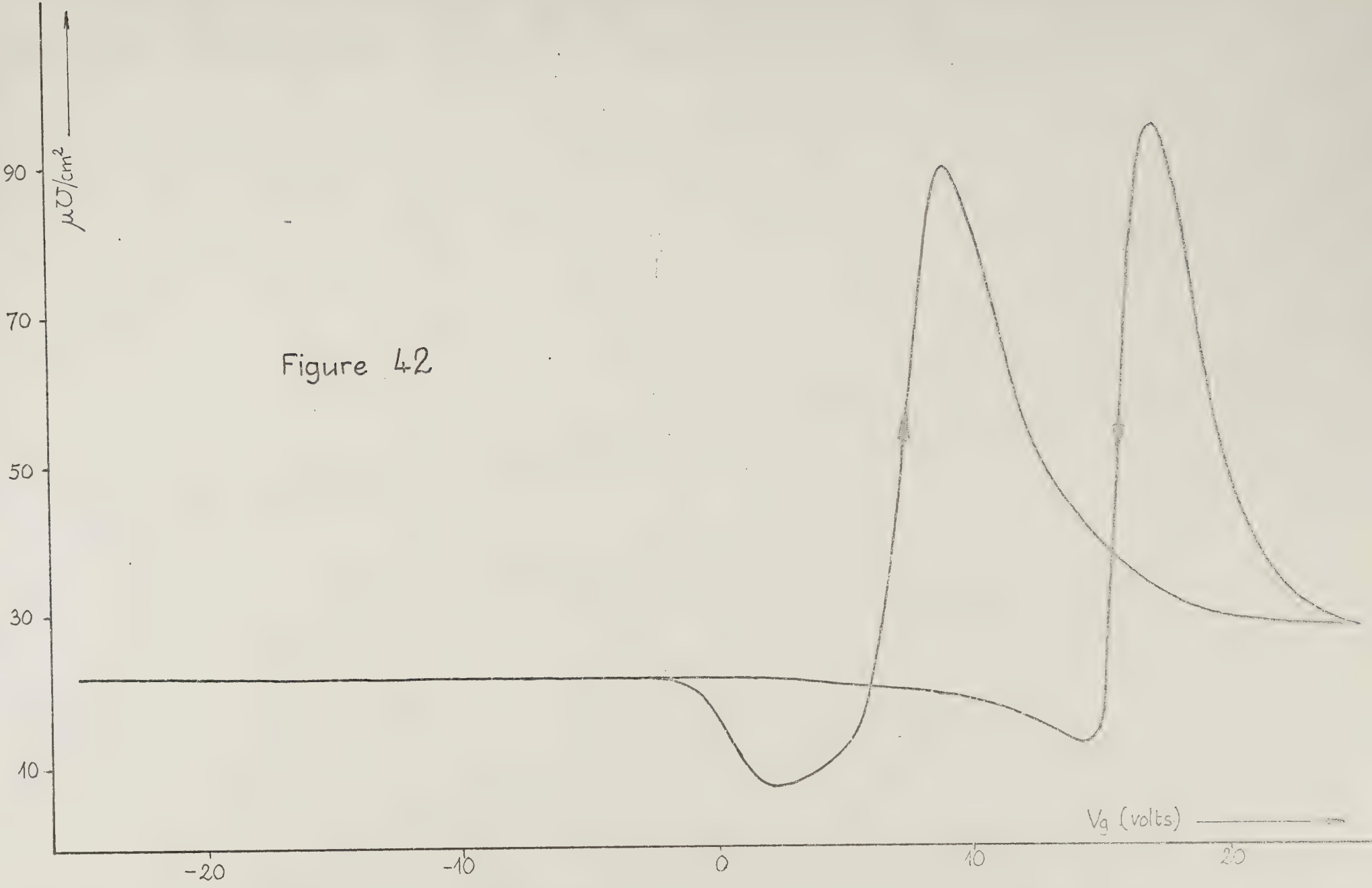


Figure 42

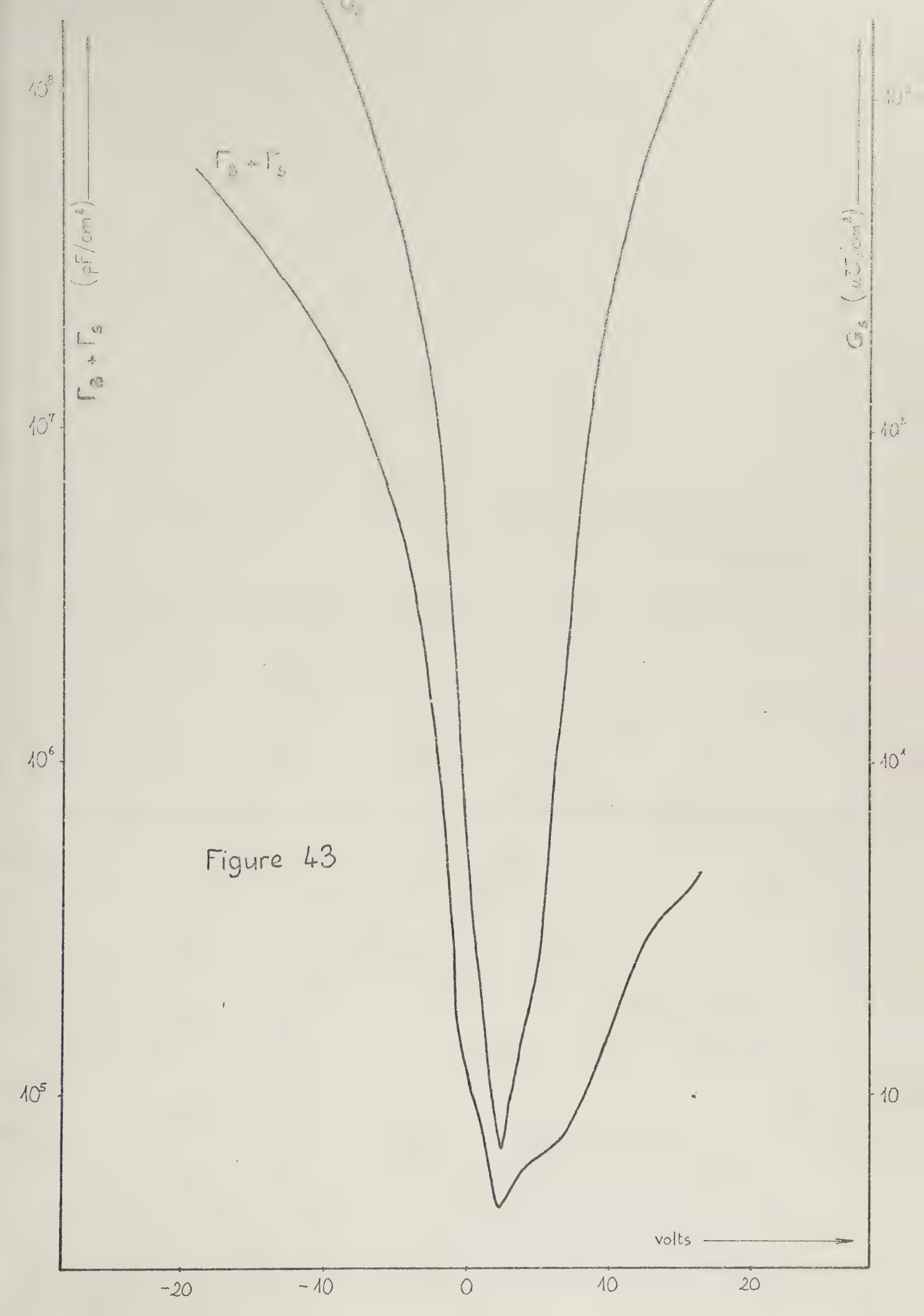

C_s
$C_B + C_s$
10^8
10^7
10^6
10^5
$C_B + C_s$ (pF/cm²)
G_s (μ℧/cm²)
10^4
10^3
10^2
10
volts
-20
-10
0
10
20

Figure 43

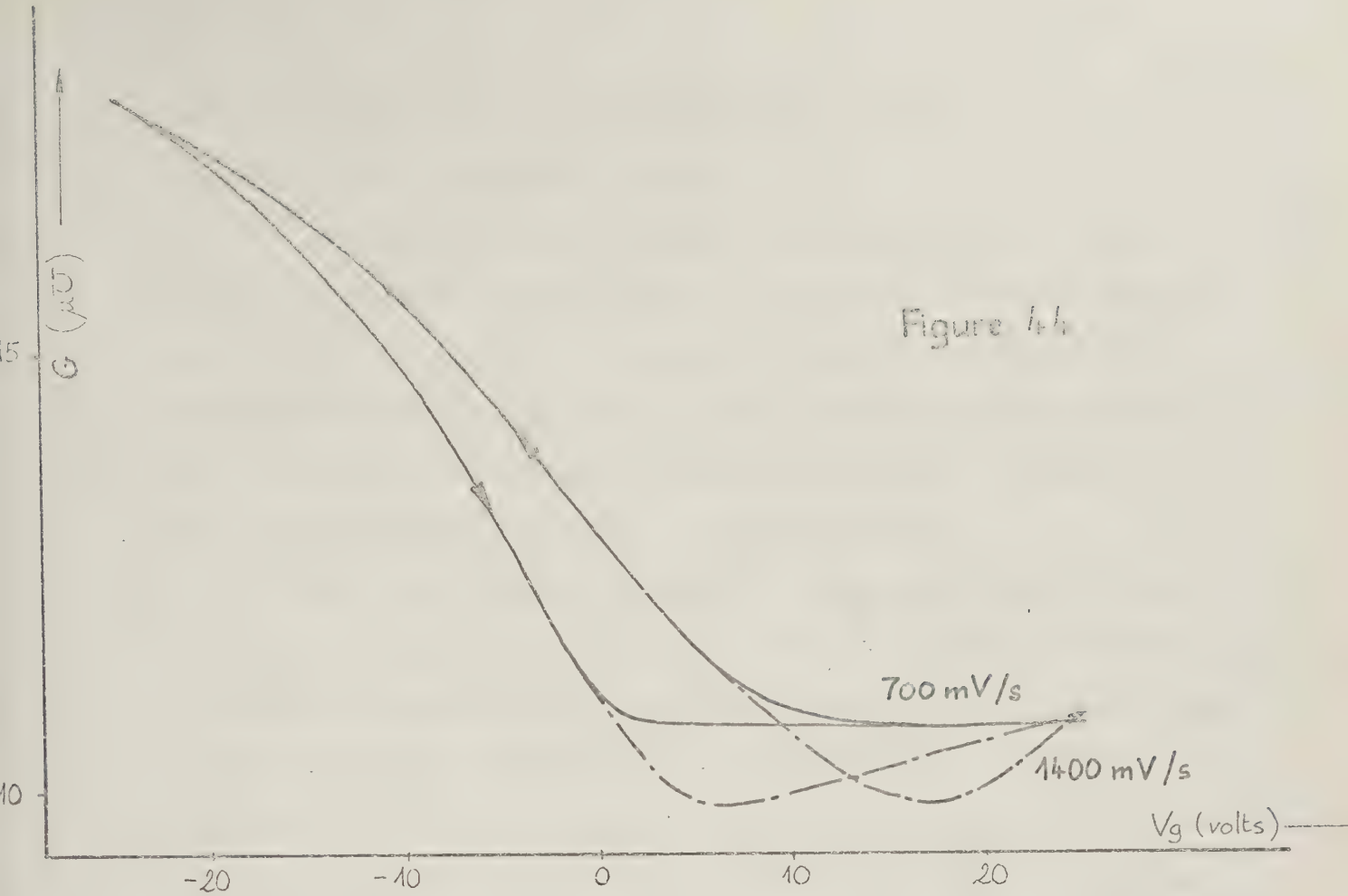


Figure 44

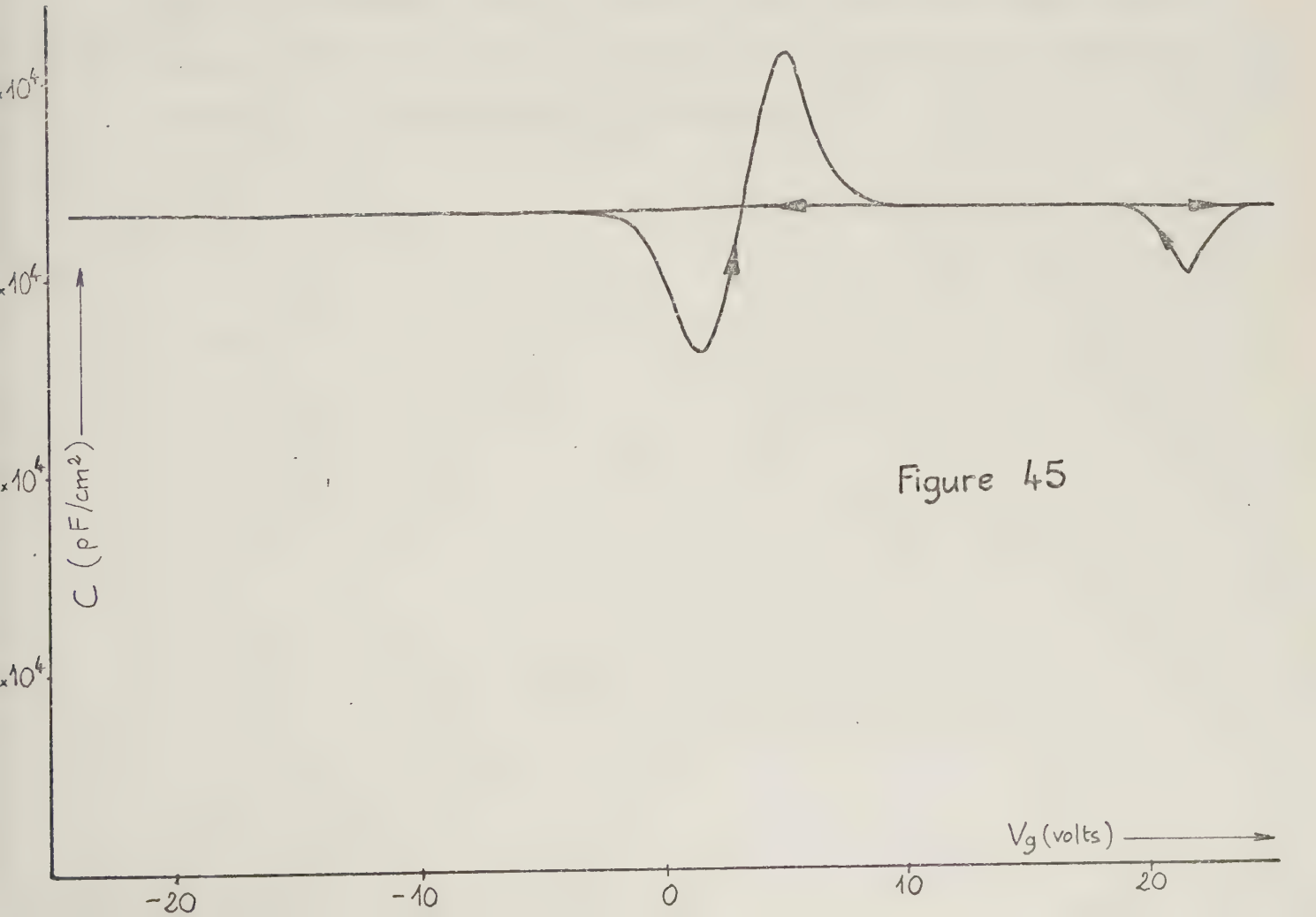


Figure 45

(au-delà de 20V). Néanmoins, le dépouillement donnant $\Gamma_B + \Gamma_S$ montre que l'inversion n'est pas complète (Fig.43).

Les variations de conductance sont tracées Fig. 44. Avec un balayage suffisamment rapide (1400 mV/s), on observe une faible inversion qui disparait lorsque l'on se rapproche des conditions d'équilibre. La transconductance étant très faible, il est impossible de l'enregistrer dans ce cas à cause de l'influence du courant capacitif de porte qui reste dominante même en employant un montage symétrisé.

Nous avons procédé également à la mesure du courant de charge de la structure polarisée par une rampe de tension lente (70 mV/s) (Fig.45). La différence constatée dans l'amplitude de variation de la capacité, par rapport aux mesures effectuées au pont d'impédances peut s'expliquer en remarquant que ce type de mesure prend en compte une proportion beaucoup plus élevée d'états de surface lents. Pour le demi-cycle correspondant aux polarisations croissantes, nous observons l'apparition d'une structure parasite due au chargement retardé d'états de surface, comme CASTAGNE et VAPAILLE l'ont déjà constaté sur le Silicium (28).

CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous nous sommes attachés à la réalisation de dispositifs à effet de champ sur des monocristaux de Tellure à basse température.

Les échantillons utilisés ont été construits tantôt suivant la technologie MOS (métal-oxyde-semiconducteur), tantôt suivant la technologie MIS (métal-isolant-semiconducteur). Dans le premier cas, le diélectrique a été obtenu par oxydation anodique du cristal de Tellure dans un bain de pyridine hydratée ; dans le second cas, il s'agissait d'un film mince de polyester. Avant cette opération, la surface cristalline avait subi une attaque chimique prolongée dans une solution aqueuse d'acide chlorhydrique et d'anhydride chromique. Les connections électriques ont été obtenues par l'évaporation sous vide d'électrodes métalliques.

Pour ces réalisations, nous avons spécialement mis au point des techniques d'usinage mécanique et chimique permettant d'obtenir des échantillon de faible épaisseur et de bonne qualité cristalline.

Les résultats obtenus à 77°K sont conformes aux prédictions théoriques telles que nous les avons développées au début de notre exposé. Toutefois, l'ensemble des phénomènes observés est régi par les propriétés de l'interface Tellure-diélectrique. Nous avons constaté l'existence d'une très importante densité d'états de surface à l'interface Tellure-oxyde électrolytique, dont le spectre de temps de relaxation semble particulièrement étendu. Dans ces conditions, l'inversion de la surface ne peut être franchement atteinte. De plus, les variations en régime quasi-statique de la conductance et de la capacité de barrière, en fonction de la polarisation, présentent une forte hystérésis que nous attribuons à une injection de charges dans l'oxyde.

Tel n'est pas le cas lorsqu'on emploie du polyester comme isolant (structures MIS). La densité d'états de surface lents est en effet nettement plus faible, et il est possible d'obtenir une inversion prononcée de la surface du Tellure. Cependant, ces dispositifs ne se prêtent pas à une étude de la capacité de barrière, leur capacité géométrique étant beaucoup trop faible. La détermination expérimentale du minimum de la conductance des échantillons MIS nous a permis de préciser le spectre énergétique des états de surface.

A 4,2°K, les tensions exigées pour la polarisation des échantillons MIS sont suffisamment élevées pour provoquer éventuellement un claquage de l'isolant et la destruction du dispositif. Nous avons pu malgré tout nous assurer qualitativement de l'existence de l'effet de champ. Les dispositifs MOS semblent plus robustes, mais leur fonctionnement reste dominé par l'influence des états de surface et ne permet d'observer qu'une très faible inversion.

Nous avons ainsi montré qu'il est possible de construire suivant différents technologies des structures à effet de champ sur monocristaux de Tellure, qui permettent d'atteindre le régime d'inversion aux basses températures. Le Tellure étant normalement de type p dans ces conditions, ceci permet d'envisager maintenant l'étude des phénomènes de transport dans la bande de conduction de ce semiconducteur par les diverses techniques mettant en oeuvre les effets galvanomagnétiques et magnétooptiques.

BIBLIOGRAPHIE

(1) - P. AIGRAIN, J. LAGRENAUDIE, G. LIANDRAT. Jour. Phys. & Rad., 13, 587 (1952).

(2) - P.K. WEIMER. Proc. I.E.E.E., 52, 608 (1964).

(3) - P. LOMBARD, J.C. THUILLIER. Phys. Stat. Solidi (a), 5, K 117 (1971).

(4) - P. LOMBARD, J.C. THUILLIER. Europhysics Conference on Selenium and Tellurium, Pont-à-Mousson (1971).

(5) - J.C. THUILLIER. Non publié.

(6) - G. REBMANN, C. RIGAUX. Communication personnelle.

(7) - I. TAMM. Physik Zeit. Sowjetunion, 1, 733 (1932).

(8) - W. SHOCKLEY. Phys. Rev., 56, 317 (1939).

(9) - J. BARDEEN. Phys. Rev., 71, 717 (1947).

(10) - W. SHOCKLEY, G.L. PEARSON. Phys. Rev., 74, 232 (1948).

(11) - O. HEIL. Brit. Pat., N°439457 (1935).

(12) - J.E. LILIENFELD. U.S. Pat., N°1745175 (1930).

(13) - S.K. GHOSH. J. Phys. Chem. Solids, 19, 1/2, 61 (1961).

(14) - H.C. MONTGOMERY. Phys. Rev., 106, 3, 441 (1957).

(15) - A.D. GONCHAROV, A.F. MAL'NEV, I.A. PRIMACHENKO. Fiz. i Tekh. Poluprov. 3, 102 (1969).

(16) - J.T. WALLMARK, H. JOHNSON. F.E.T. Physics, Technology and Applications Prentice-Hall (1966).

(17) - R. SEIWATZ, M. GREEN. J. Appl. Phys., 32, 2538 (1961).

(18) - A. MANY, Y. GOLDSTEIN, N.R. GROVER. Semiconductor Surfaces, North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1966).

(19) - W.L. BROWN. Phys. Rev., 100, 590 (1955).

(20) - J.R. SCHRIEFFER. Phys. Rev., 97, 3, 641 (1955).

(21) - R.F. GREENE. J. Phys. Chem. Solids, 14, 291 (1960).

(22) - D.R. FRANKL. Electrical Properties of Semiconductor Surfaces, Pergamon Press, London (1967).

(23) - A. GOETZBERGER. I.E.E.E. Trans. Elect. Dev., 15, 12, 1009 (1968).

(24) - F.P. HEIMAN, G. WARFIELD. I.E.E.E. Trans. Elect. Dev., 12, 167 (1965).

(25) - H. ZAININGER, in (16).

(26) - J.C. THUILLIER. Thèse - Paris (1969), à paraître.

(27) - E.H. NICOLLIAN, A. GOETZBERGER. BSTJ, XLVI, 6, 1055 (1967).

(28) - R. CASTAGNE, A. VAPAILLE. International Conference on Properties and Use of MIS Structures. Grenoble (1969).

(29) - S. ANDERSSON, D. ANDERSSON, I. MARKLUND. Surf. Science, 12, 284 (1968).

(30) - V.G.K. REDDI. I.E.E.E. Trans. Elect. Dev., 15, 3, 151 (1968).

(31) - G.G.E. LOW. Proc. Phys. Soc., B 68, 10 (1955).

(32) - J.C. DOUKHAN. Thèse - Lille (1971).

(33) - R. SILBERMANN. Europhysics Conference on Selenium and Tellurium, Pont-à-Mousson (1971).